





انتشارات دانشگاه تهران

۷۸



# فیزیک

کتاب سوم

## تئوری سینتیک گازها

تألیف

دکتر ا. روشن

استاد دانشکده علوم

۱۳۲۹





کتابخانه ملی و اسناد ایران

۷۸

# فیزیک

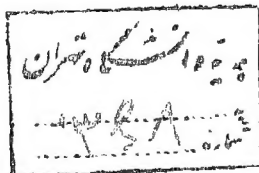
کتاب سوم

## تئوری سیمینتیک گازها

تألیف

دکتر ا. روشن

استاد دانشکده علوم



۱۳۲۹

چاپخانه باقرزاده

M.A.LIBRARY, A.M.U.



PE1259

## تالیفات دیگر نگارنده

### دوره فیزیک متوسطه

فیزیک برای سال چهارم متوسطه | کتب رسمی دبیرستان که بوسیله وزارت  
فیزیک برای سال پنجم متوسطه | فرهنگ چاپ و منتشر شده  
فیزیک و مکانیک برای سال ششم متوسطه شعبه ریاضی (حاضر برای چاپ)

### دوره فیزیک عالی

کتاب نخست - گرما شامل : اصول ترمودینامیک - ماشینهای حرارتی

کوره ها - تولید و سنجش حرارت از صفر مطلق تا ۶۰۰۰ درجه

چاپخانه آذر دگان - تهران

کتاب دوم - اپتیک شامل : اپتیک هندسی - انتر فرانس و پراش نور

بیناب و بیناب نمایی

چاپخانه آذر دگان - تهران

برای فرانسه : Contribution a la determination des  
Températures des Flammes

تعیین حرارت شعله ها

Etude de la vaporisation du Carbon

مطالعه تبخیر کربن

La Folsteih, 17 Rue Clujes Paris

چاپخانه رودستین - پاریس

L'hydrogene Atomique

هیدروژن اتمی (حاضر برای چاپ)

# فهرست مندرجات

## نظری سینتیک گازها

مقدمه مولف

مقدمه تاریخی

## فصل اول

### اصول نظری سینتیک

موضوع

۱

اصول و مقدمات

۳

انرژی گرمایی و انرژی مکانیک

۴

اجسام مایع

۵

گازها

۷

انرژی سینتیک گاز

## فصل دوم

### توزیع سرعتها

۹

توزیع سرعتها - قانون ماکسول

۱۶

اثبات تجربی قانون توزیع سرعتها

۱۷

سرعت الکترونها

۱۷

مستقیم سرعت مولکولها

## فصل سوم

### کارهای کامل

صفحه

۱۶

میدانیه فشار در گازهای کامل

۲۹

قانون گازهای کامل

## فصل چهارم

### یکی پاری انرژی

۳۱

یکی پاری انرژی

۳۵

مقادیر عددی سرعت متوسط مولکول

## فصل پنجم

### پویش آزاد

۳۷

پویش آزاد متوسط

۴۰

قانون توزیع پویش های آزاد

۴۴

تعیین تجربی پویش آزاد

## فصل ششم

توضیح بعضی از پدیده های فیزیکی بوسیله ضربه های مولکولی و پویش آزاد

۴۹

غلظت یا اسطخاك داخلی گازها



۵۲	تأثیر فشار در ضریب غلظت
۵۸	انتقال انرژی
۶۰	رسانائی گرمائی
۶۲	براش گاز

## فصل هفتم

### معادلات کنشتی گاز های حقیقی

۶۸	معادله وان دروالز
۷۱	معادله دیپتریسی
۷۴	ویریل کلوژیوس
۸۴	فورمولهای آمپیریک
۸۵	معادله بریجمن

## فصل هشتم

### تئوری سینتیک و اصول ترمودینامیک

۸۷	اصول اول ترمودینامیک
۸۹	تئوری سینتیک و پدیده های غیر واکنشی
۹۳	اعمال استاتیستیک
۹۶	انتروپی و احتمال

## فصل نهم

### انحراف

صفحه

۱۰۲

انحراف

## فصل دهم

### اثبات تجربی حرکت مولکولها

۱۰۲

حرکت براونی

۱۱۰

حرکت براونی و قانون ترازهای بارومتر

۱۱۲

قانون ترازهای بارومتر

۱۱۵

تهیه يك محلول براونی

۱۱۷

تعیین توده دانه ها

۱۲۱

طریقه مشاهده حرکت براونی

۱۲۵

حرکت براونی و قانون اینشتین (تغییر مکان)

۱۳۴

(دوران)

۱۳۵

تحقیق تجربی قانون اینشتین

۱۳۷

حرکت براونی انتقالی

۱۳۸

حرکت براونی دورانی

۱۴۰-۱۴۱

تعیین عدد اویگادرو

## فصل یازدهم

### گرمای ویژه اجسام

صفحه

۱۴۳	چند اصطلاح مقدماتی از تئوری کوآنتا
۱۴۹	محاسبه گرمای ویژه گازها
۱۵۰	نظریه کلاسیک
۱۵۱	گرمای ویژه انتقالی
۱۵۱	گرمای ویژه چرخشی
۱۵۵	انرژی متوسط
۱۵۶	گرمای ویژه نوشی
۱۶۳	یکمی پاری انرژی
۱۶۸	اصلاح تئوری کلاسیک
۱۷۹	گازهای یک اتمی
۱۸۳	تأثیر فشار در تغییرات گرمای ویژه
۱۸۷	گرمای ویژه مایعات
۱۸۷	گرمای ویژه جامدات

## فصل دوازدهم

### گازهای دقیق

۱۹۸	خصائص گازهای فوق العاده رقیق
۱۹۹	جرین گاز در اوله ها
۲۰۴	جرین در فشارها ن خیلی کم
۲۰۷	فشار سنج مولکولی
۲۰۹	شعاعهای مولکولی

# تابش اجسام گداخته

## فصل اول

کلیات

۴۷۸

۲۲۳

تابش

۲۲۵

تابش حرارتی و تلاو

۲۲۶

قدرت تابش

۲۲۸

بازگشت - پراکنده گی - انتقال - جذب

۲۳۰

فشار تابشی

## فصل دوم

تابش در يك محفوظه بسته نكدم

۲۳۴

تعادل پرتو ها در يك محفوظه بسته

۲۳۸

محاسبه انرژی تابشی

۲۳۹

قانون کیرشهف

۲۴۱

تابش جسم سیاه

۲۴۵

اثبات تجربی قانون کیرشهف

## فصل سوم

### توزیع انرژی در طبقه جسم سیاه

صفحه

۲۵۱

قانون استفن - بولتزمن

۲۵۳

انبات تهری قانون استفن

۲۵۵

استفاده از قانون استفن برای سنجش دما

۲۵۷

قانون وین

۲۶۵

فورمرا بلانک

۲۷۷

فهرست منابع مطالعه

فهرست اسامی دانشمندان و محققینی که در کتاب نام برده شده

۲۸۵

و از تالیفات و نتایج کارهای ایشان استفاده شده است

۲۸۸

فهرست لغات و اصطلاحات

# فهرست جداول

صفحه

۲۶	۱ - شرعیت متوسط مولکولها
۵۴	۲ - ضریب غلظت ازت
۵۷	۳ - « « اتیلن
۵۷	۴ - « « انیدرید کربنیک
۵۸	۵ - مقادیر II برای محاسبه ضریب غلظت
۶۲	۶ - ضریب غلظت و ضریب رسانایی گرمایی
۸۵	۷ - مقادیر عددی بسایه‌های معادله کاوزیوس
۱۲۰	۸ - شمع گلوبولهای بررن
۱۲۶	۹ - نتایج آزمایشهای بررن برای تعیین X
۱۲۹	۱۰ - نتایج آزمایشهای بررن برای اثبات قانون اینشتن
۱۴۲	۱۱ - « « مختلف برای تعیین N
۱۵۲	۱۲ - همان دینرسی و دمای کنششی چرخشی کازها
۱۵۸	۱۳ - توزیع مولکولها در ترازهای چرخشی
۱۶۰	۱۴ - دمای کنششی نوشی مولکولها
۱۶۲	۱۵ - توزیع مولکولها در ترازهای نوشی
۱۷۲	۱۶ - توزیع مولکولهای اکسیژن در ترازهای مختلف
۱۷۴	۱۷ - گرمای ویژه الکترونی و چرخشی اکسیژن

- ۱۸ - توزیع مولکول اکسیژن در ترازهای نوشی  $\Sigma$  و  $\Sigma^+$  ۱۷۶
- ۱۹ - گرمای ویژه مولکولهای حقیقی چند کاز ۱۷۸
- ۲۰ - تاثیر عوامل مختلف در تشکیل گرمای ویژه در دماهای زیاد ۱۸۰
- ۲۱ - توزیع اتم اکسیژن در ترازهای الکترونی ۱۸۱
- ۲۲ - گرمای ویژه اتم اکسیژن ۱۸۲
- ۲۳ - « « مولکولی متوسط ۱۸۴
- ۲۴ - « « مولکول اکسیژن در فشارهای مختلف ۱۸۹
- ۲۵ - « « « ازت « « « ۱۹۰
- ۲۶ - « « « هیدروژن « « « ۱۹۱
- ۲۷ - « « « کاز کربنیک « « « ۱۹۲
- ۲۸ - گرمای ویژه متوسط آب ۱۹۳
- ۲۹ - مقادیر  $e^{-x}$  و  $e^{-x^2}$  ۲۱۴
- ۳۰ - مقادیر  $e^{-x^2}$  و  $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx$  ۲۱۷
- ۳۱ - چند انتگرال متد اول در محاسبات تئوری سینتیک ۲۱۸
- ۳۲ - پایاهای فیزیکی عناصر ۲۷۰





## مقدمه

تئوری سینتیک گازها را میتوان یکی از مهمترین و جالبترین فصول فیزیک دانست زیرا در عین حال که با استفاده از اصول مسلم ریاضی و حساب آمار و احتمالات پدیده هائیرا که دست آزمایش و مشاهده مستقیم از آن کوتاه است مورد مطالعه قرار میدهد از پیشرفتهائی که اخیراً در تهیه وسایل دقیق سنجش بدست آمده نیز استفاده نموده و اغلب نتایج حاصل را بطور مستقیم یا غیر مستقیم مورد بررسی و آزمایش قرار داده و صحت آنها را بطرز قابل توجهی ثابت میکند

مطالعاتی که اخیراً در کایه فصول ورشته های علوم فیزیک مخصوصاً قسمتهای مربوط بنظریه اتمی انجام گرفته بقدری دامنه تئوری سینتیک را توسعه داده است که بیان مطالب بنحو کامل مستلزم عمر یر کتب متعدد و قلمرو است به علاوه چون باشناء محصلینی که خود را برای تهیه لیسانس در ریاضیات آماده میکنند سایر دانشجویان ما وقت کافی برای فرا گرفتن ریاضیات آید نداشته و فاقد اطلاعات کافی در این زمینه اند ما چار در تنظیم مطالب سعی شده از ذکر مباهائی که منجر به حل معادلات غامض ریاضی میشود حتی الامکان خود داری گردد و اصول نظریه سینتیک و خلاصه تحقیقات و مطالعاتی که جدیداً در این رشته بعمل آمده است باختصار و بکافی بیان شود که از حدود برنامه لیسانس فیزیک و سابقه معلومات ریاضی

دانشجویان این رشته خارج نباشد. امید است مطالعه این کتاب کوچک برای آن قسمت دانشجویان که امکان ادامه تحصیل و تحقیق ندارند وسیله کسب اطلاعات لازم در باب مبانی یکی از مهمترین فصول فیزیک باشد و برای محصلینی که میتوانند پس از خاتمه دوره لیسانس به تحصیلات و مطالعات خویش ادامه دهند اطلاعات مقدماتی لازم بدست دهد که بدان وسیله بتوانند مقالات و کتب اختصاصی و اعمی نظریه سینتیک و دانشمندانی را که در این باره تحقیق و تتبع نموده اند مستقلاً مطالعه نموده و معلومات خویش را تکمیل کنند.

کتاب و مآخذیکه برای تألیف این کتاب مورد استفاده قرار گرفته است با ذکر نام مؤلف در آخر کتاب ضمن فهرست منابع مطالعه درج شده است و برای سهولت مراجعه در متن کتاب در دنبال اسم دانشمند یکباره نظریه او مورد بحث بوده بشماره مندرج در فهرست مذکور اشاره شده است و برای اینکه مراجعه باصل بدون اشکال و اشتباه میسر باشد در فهرست مذکور اسمی کتب و مجلات باعنوانهای زبان اصلی (آلمانی - انگلیسی - فرانسه) نوشته شده است.

ارزوچنان بود که عبارت های کتاب از لغات بیگانه و اصطلاحات غیر مانوس پیراسته باشد ولی چون بسیاری از مطالب علمی مخصوصاً مباحث جدید فیزیک شامل اصطلاحات و لغاتی است که معادل آنها در نوشته های ادبی و یا کتب علمی قدیم فارسی یافت نمیشود ناچار معدودی لغات بیگانه و باواژه های فارسی که برای بیان مطلب مناسب بنظر رسیده بکار رفته است شك نیست تکرار کلمات و یا وجود لغات بیگانه یا غیر مانوس در جمله فارسی عبارت را فاقد لطف ادبی مینماید. ولی چون بیان مطلب بنحو دقیق و صریح و احتراز از بکار بردن لغات مشترك برای مفاهیم

مختلف از شرائط لازم هر کتاب علمی است با اوضاع کنونی استفاده از عده لغات که تقریباً جنبه بین المللی دارد و در اغلب زبانهای خارجی مشترک است غیر قابل احتراز بنظر میرسد امید است با توسعه دامنه تالیف و ترجمه کتب علمی و وضع لغات و اصطلاحات مناسب این تقیصه بتدریج مرتفع و زبان شیرین فارسی که در عالم ادبیات مقامی ارجمند دارد برای بیان مطالب علمی نیز مجهز و آماده گردد. برای مزید تبصیر و امکان مراجعه بکتاب لغت خارجی فهرست لغات و اصطلاحات مذکور و معادل آنها بزبانهای انگلیسی و فرانسه در آخر کتاب درج شده است این فهرست اشتراک لغات را در دو زبان مذکور بخوبی نشان میدهد البته این لغات عیناً و یا باجه زای تغییر در زبان آلمانی و سایر السنه اروپائی بنظر میروند

در خاتمه از اعضاء محترم شورای دانشگاه و دانشکده علوم و انجمن تالیف و ترجمه و اداره انتشارات دانشگاه تهران که چاپ و نشر این کتاب مرهون توجهات و اقدامات ایشان است صمیمانه سپاسگذاری مینمایم

تهران خرداد ۱۳۲۹

دکتر آ. روشن

تئورى سىنتىك گاز ھا

## مقدمه تاریخی

اعماء و فلاسفه‌ای که در باره اصل و چگونگی تشکیل اجسام بحث و تفکر می‌نموده‌اند از دیر زمانی معتقد بوده‌اند پیوستگی که در اجسام جامد و مایع و یا گاز مشاهده می‌شود اثریست ظاهری و تنها در نتیجه فقدان وسایل دقیق مشاهده است که اجسام پیوسته بنظر می‌رسند. در واقع هر جسمی مجموعه‌ای از عده بینهایت زیادی ذرات مشابه و خیلی کوچک است و اجتماع این ذرات جسم را تشکیل می‌دهد. دیمقراط Democritus و لوسیپ Leucippus (در حدود ۴۰۰ قبل از میلاد) معتقد بودند که جسم شامل ذرات سخت کوچکی است که بطور مجزا در فضای تهی متحرکند. عده انواع این ذرات باندازه عده اجسام مختلف است. بعقیده این دو فیلسوف ذرات مذکور «جاودان و غیر مرئی» هستند این ذرات بقدری کوچکند که از آنها ممکن نیست کسر شود از این رو آنها را اتم (غیر قابل تقسیم) نام نهادند. ذرات يك جسمی بایکدیگر مشابه و دارای همان خواص جسم مذکورند.

بعقیده دیمقراط Democritus اتمهای آب نرم و گردند لذا نمیتوانند بیکدیگر بسته شوند و مانند گویهای کوچکی روی یکدیگر می‌غلتند ولی اتمهای آهن خشن و ناصاف هستند لذا بیکدیگر متصل شده و جسم جامدی مثل آهن تشکیل می‌دهند.

اپیکور Epicurus (۳۷۶ - ۳۴۸ - قبل از میلاد) نیز عقایدی مشابه به عقاید فوق اظهار نمود پس از او لوکرت Lucretius افکار اپیکور Epicurus را ضمن قصیده معروف خویش تعیین و تشریح نمود لوکرت Lucretius معتقد است که اتمها دائم در حرکتند و ضمن این حرکت بهم برخورد و جستن میکنند و قتیکه فاصله ای که میان دو جستن قرار دارد کم است جسم در حالت جامد است و قتیکه این فاصله زیاد است بنا بر اصطلاح لوکرت « هوای رقیق و آفتاب درخشان » بدست میآید بعلاوه لوکرت برای اقامه دلیل برای کوچگ بودن ذرات مثالهایی ذکر میکند از جمله : اجسام فرسوده شده و از آنها کسر میشود بدون اینکه این کسر شدن مرمی و محسوس باشد این در نتیجه آنست که ذرات کوچگ یعنی اتمها از جسم جدا میشوند. در لباس رطوبت موجود است بدون اینکه قطرات آب محسوس باشد . . . . . صرفنظر از عقاید و نظریات فلاسفه قدیم که نمونه ای از آن ذکر شد میتوان شروع مطالعات و اظهار نظرهای جدی در باره تئوری اتمی را از قرن هفدهم دانست. از جمله علمائیکه در این باب نظریاتی اظهار نموده اند گاسندی و هوک (Gassendi, Hooke) میباشد ولی دانیل برنولی Daniel Bernoulli (۱۷۳۰) را میتوان مؤسس تئوری سینتیک جدید دانست چه دانیل برنولی است که برای اولین دفعه قانون ماریت را بوسیله حرکت مولکولی توضیح داد - پس از برنولی قریب يك قرن مطالعه عمیقی انجام نگرفت تا در اوایل قرن نوزدهم در نتیجه کشف قوانین اصلی شیمی و بالاخص قوانین دالتن Dalton و آووگادرو Avogadro و گای لوساک Gay Lussac اساس تئوری اتمی نهاده شد و بالاخره مطالعات عده ای از دانشمندان بالاخص کلوژیوس Clausius (۱۸۵۶) و ماکس وئل Maxwell (۱۸۵۹) تئوری اتمی را بر اساس متین ریاضی بنیاد نهاد.

کلوژیوس برای اولین بار رابطه میان حرارت و فشار و حجم گاز را با در نظر گرفتن مولکولها بدقت حساب کرد و همچنین نسبت دو گرمای ویژه گاز را با محاسبه تعیین نمود. ماکس وئل در سال ۱۸۵۹ قانون توزیع سرعت را که بنام او معروف شده بیان نمود. بعد از ماکس وئل و کلوژیوس مطالعات خیلی سریع و عمیقی بوسیله علمای

بزرگ از قبیل بولتزمن Boltzmann کیرشهف Kirchhoff و اندروالز  
Wan der walls لورد رایل Lord Rayleigh لورنتز Lorentz بری لوئن  
Brillouin دوبرگلی de Broglie اینشتین Einstein - اوکن Euker  
و عده دیگری از علمای مشهور انجام گرفته است اسامی و شرح کارهای آنها در متن  
کتاب و فهرست منابع مطالعه ذکر خواهد شد.

# فصل اول

## اصول و مقدمات

۱- تئوری سینتیک - تئوری سینتیک بر اساس افکار و اصولی چند مبتنی است . از جمله :

الف - هر جسمی از عدد بینهایت زیادی مولکول تشکیل شده است عده مولکولها و لودر مقادیر خیلی کم از جسم بینهایت زیاد است ولی در هر حال این عده محدود است و برای يك جسم معینی مولکولها مشابهند .

پیوستگی که در اجسام جامد مایع یا گاز مشاهده میشود اثری است ظاهری و تنها در نتیجه فقدان وسائل دقیق مشاهده است که اجسام پیوسته بنظر میرسند . میزان بستگی این ذرات بیکدیگر و یا آزادی حرکت آنها در اجسام مختلف متفاوت است و در نتیجه وجود همین اختلاف است که حالات سه گانه جامد و مایع و گاز بظهور می رسد .

ب - در تئوری سینتیک گرما یکنوع انرژی مخصوص و متمایز از انرژی مکانیک ملحوظ نمیشود و همان انرژی سینتیک مولکولها است که انرژی گرمایی جسم را تشکیل میدهد .



ج - گازها با یکدیگر مخلوط میشوند و عمل اختلاط بدون واسطه و تاثیر عوامل خارجی صورت میگیرد .

۲ - اجسام جامد - جسم جامدی را که میخواهیم دو قطعه کنیم حس میکنیم نیروی ربایش یا التصاق میان قطعات مختلف آن وجود دارد برعکس نمیتوانیم دو جسم را در حجم مشترکی جادهم و چون دو جسم را روی یکدیگر بفشاریم عکس العملی ایجاد و نیروی دافعه یا واژنش ظهور میرسد . میتوان گفت این نیروی التصاق و یا نیروی واژنش مجموع نیروهای جذب کننده و یا نیروهای دفع کننده است که ذرات نسبت به یکدیگر وارد میکنند . دوزره بسته به فاصلاتی که نسبت به یکدیگر دارند یکدیگر را جذب یا دفع میکنند وقتی که فاصله خیلی کم شود نیروی دافعه ظهور میرسد و چون فاصله زیاد شود نیروی جاذبه حکم فرماست .

میدانیم اجسام جامد که در حالت طبیعی هستند در مقابل تراکم و یا در مقابل انبساط مقاومت بروز میدهند این کیفیت نیز مؤید نظریه فوق است و میرساند که نیروهای موجود میان ذرات در نتیجه تغییر فاصله از نیروی جاذبه به نیروی دافعه و بالعکس تبدیل میشود . موقیکه میخواهیم جسمی را متراکم کنیم یعنی حجم آنرا کم کنیم و یا بعبارت دیگر فاصله ذرات را به یکدیگر کمتر کنیم نیروی دافعه پدید شده و مانع از کم شدن فاصله ذرات و بالتیجه کم شدن حجم جسم میشود و بالعکس موقعیکه میخواهیم جسمی را منبسط کنیم یعنی حجم آنرا زیاد کنیم و بالتیجه فاصله ذرات را از یکدیگر زیاد کنیم میان ذرات نیروی جاذبه ایجاد میشود که آنها را به یکدیگر جذب کرده و مانع از انبساط میگردد .

بنابراین آنچه گفته شد دوزره نسبت به فاصله ای که دارند ممکن است یکدیگر را جذب یا دفع کنند . میان دو فاصله دفع و جذب میتوان فاصله ای در نظر گرفت که دو ذره نه یکدیگر را دفع و نه یکدیگر را جذب کنند یعنی در حال تعادل پایدار قرار گیرند .

اینک فرض کنیم عده زیادی ذرات با چنین فواصلی در اطراف یکدیگر قرار گیرند ( و یا اینکه تأثیر متبادل جذب و دفع ذرات مختلف روی یکدیگر اثر جذب و دفع های انفرادی را خنثی کند ) هریک از ذرات در حال تعادل قرار گرفته و مجموع آنها جسم جامدی تشکیل میدهند . از این رو است که جسم جامد در حالت طبیعی دارای شکل و حجم تقریباً ثابت است . ( بعداً خواهیم دید این ذرات در حول وضع تعادل خویش ارتعاش میکنند ) .

مطالعه سازمان بلوری اجسام نظریه فوق را کاملاً تأیید مینماید طالبین ممکن است برای مزید اطلاع بکتاب اپتیک فیزیک مراجعه نمایند .

۳ - انرژی گرمائی و انرژی مکانیک . در تئوری سینتیک گرما بعنوان نوع مخصوصی از انرژی و متمایز از انرژی سینتیک ملحوظ نمیشود . در فصول بعد این موضوع بتفصیل بحث خواهد شد در اینجا همینقدر متذکر میشویم موقعیکه ذرات جسم جامدی در اطراف مکان تعادل خویش ارتعاش میکنند گویند جسم دارای گرما است و انرژی گرمائی جسم همان انرژی حرکت ارتعاشی جسم است . موقعیکه ارتعاشات شدید شود انرژی زیاد میشود گوئیم دمایا درجه حرارت جسم بالا میرود .

برای تجسم موضوع دو جسم جامد را در نظر گیریم که روی یکدیگر مالیده شود در نتیجه اصطکاک ذرات مجاور دو سطح که در حال تماسند به حرکت درمیآیند در نتیجه حرکت این ذرات بتدریج ذرات مجاور نیز به ارتعاش در آمده و این ارتعاش به نوبت در تمام جسم منتشر میشود و از طرف دیگر مشاهده میشود که درجه حرارت جسم در اثر اصطکاک بالا میرود پس در واقع افزایش دما که مثبت ظهور گرما است در نتیجه اصطکاک حاصل شده و گرمای پدید شده در تمام جسم منتشر شده و درجه حرارت آنرا بالا برده است .

از بعد خواهیم دید که مولکولهای گاز دائماً در جنبشند و در ضمن حرکت به یکدیگر و بدیواره های ظرف خود برخورد میکنند . موقعیکه گاز را در استوانه

بطور بی دررو متراکم میکنیم درجه حرارت گاز بالا میرود . ازطرف دیگر موقعیکه سنبه حرکت میکند ذرات گاز مجاور را حرکت میدهد ذرات مذکور در نتیجه برخورد به مولکولهای دیگر انرژی را که از سنبه دریافت کرده اند بیکدیگر منتقل میکنند بدین طریق انرژی سینتیک مولکولها زیاد میشود ضمناً ملاحظه میشود که گرمای گاز زیاد شده و دمای آن بالا میرود .

دو گاز که دمای آنها متفاوت است در نظر گیریم چون دو گاز مذکور در مجاورت یکدیگر قرار گیرند مخلوط شده و تعادل گرمائی برقرار میشود . بنا باصول تئوری سینتیک میتوان گفت مولکولهای گازی که دمای آن زیادتر است انرژی جنبشی زیادتری دارند و انرژی مولکولهای گاز سرد کمتر است . موقعیکه دو گاز در مجاورت هم قرار گیرند در نتیجه برخورد مولکولی که سرعتش زیادتر است بمولکولی که سرعتش کمتر است مولکول دومی مقداری سرعت دریافت و مولکول اولی مقداری از سرعت خویش را از دست میدهد بالنتیجه پس از مدتی سرعتها تقریباً یکدیگر را میسر میشود و با عبارت دیگر دمای تعادل برقرار میگردد .

۴ - اجسام مایع . جسم جامدی را گرما دهیم بتدریج ذوب و تبدیل بمایع میشود گوئیم چون جسم گرما دریافت میکند انرژی ارتعاشی آن زیاد میشود بالنتیجه دامنه ارتعاش مولکولها در حول مکان تعادلشان زیاد میشود چون این دامنه خیالی زیاد شود ممکن است بجائی برسند که میزان آن بیش از میزان ربایش ذرات مجاور که این ذره را در وضع تعادل نگاهداشته اند شود و بالنتیجه مولکول از منطقه خویش خارج میشود .

چنانچه عده زیادی از مولکولها در چنین حالتی باشند کمترین نیروئی میتواند این ذرات را از مکان خود بیرون برده و بالنتیجه شکل جسم را تغییر دهد مثلاً چون چنین جسمی تحت تاثیر نیروی سنگینی قرار گیرد در ته ظرف پراکنده شده و ذرات روی یکدیگر انغزیده و بتدریج شکل ظرف را بخود میگیرند . چنین جسمی در حالت

مایع است .

( مطالعه نظری و تجربه ثابت میکند که مولکولهای مایع در عین حال که آزادی حرکتشان بیش از ذرات جامد است آزادی حرکت آنها نسبی و در حقیقت محدود و محدودی است و در نتیجه همین محدودیت است که حجم مایعات نیز تقریباً ثابت و مشخص است . )

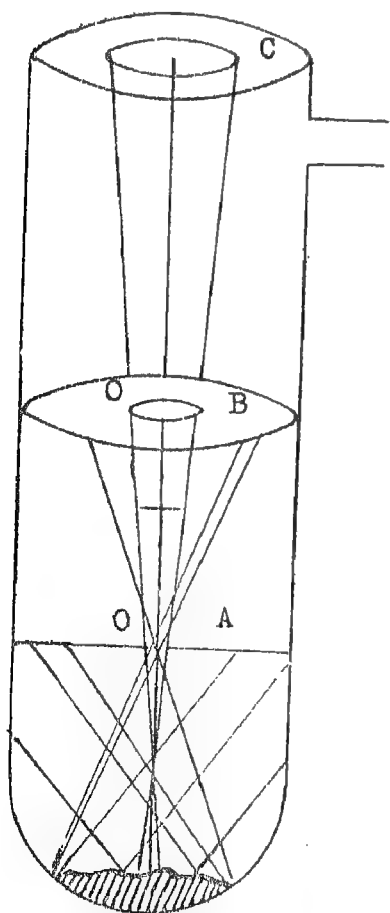
۵ - گازها + چون بمایعی گرما دهیم بتدریج انرژی و دامنه حرکت ذرات آن زیاد میشود چنانچه انرژی بیش از میزان تاثیر نیروی ربایش ذرات مجاور باشد مولکولها ممکن است از منطقه خویش خارج شوند . فرض کنیم که چنین ذره ای در سطح آزاد مایع باشد بمجرد خروج از مدار خویش از مایع خارج شده و دیگر تحت تاثیر ربایش مولکولهای مجاور نیست . این ذره که دارای انرژی و سرعت اولیه است و تحت تاثیر نیروئی نیست آزادانه بحرکت خود ادامه میدهد تا موقعیکه بمانعی برخورد کند ( جدار ظرف یا ذره دیگر ) و در نتیجه این برخورد امتداد و سرعتش تغییر کند ولی در هر حال دارای حرکت است . چنانچه بتدریج بمایع گرما دهیم ممکنست تمام ملکولها بطریقی که گفته شد متدرجاً از سطح آزاد مایع خارج شوند و بالتیجه مایع به بخار تبدیل شود . جسم در حالت موسوم بحالت گازی است ملکولها آزادانه حرکت میکنند و در اثر برخورد بیکدیگر و یا برخورد به جدار ظرف دائماً مسیر آنها تغییر می کند و بالتیجه در تمام فضای موجود منتشر میشوند .

با آزمایشهای متعدد میتوان حرکت آزاد ملکولهای گاز را نشان داد . از جمله : چنانچه دو ظرف که یکی محتوی گازی سبک مانند هیدروژن و دیگری سنگین تر مانند انیدرید کربنیک باشد بهم مربوط کنیم و دو ظرف را طوری قرار دهیم که سه ظرف هیدروژن در بالا و ظرف انیدرید کربنیک در پایین قرار گیرد اگر پس از مدتی محتویات هر يك از دو ظرف را تجزیه کنیم ، مشاهده میشود که در هر دو ظرف دو نوع گاز

باهم بطور مخلوط وجود دارند . اگر چنانچه ذرات گاز در حرکت دائم نبودند ذرات سبک تیدروژن نایستی در ظرف پائین آمده و بالعکس ذرات سنگین تر انیدرید کربنیک در ظرف بالائی داخل شوند . اختلاط دو گاز میرساند که ذرات دائماً در حرکتند و در نتیجه برخوردهای متوالی بیکدیگر و بجدار ظرف امتداد آنها تغییر میکند از اینرو است که ذرات تیدروژن یا انیدرید کربنیک توانسته اند از لوله رابط عبور کرده داخل ظرف دیگر شوند .

در این زمینه آزمایشهای متعدد بعمل آمده از جمله میتوان آزمایش دونوایه

(Dunoyer شماره ۵ منابع مطالعه) را ذکر کرد:



(شکل ۱)

یک لوله استوانه ای شکل مانند شکل ۱ را به سه قسمت تقسیم نموده در وسط صفحه های A و B دو سوراخ کوچک تعبیه میکنیم . هنگام آزمایش لوله بطور قائم قرار دارد در قسمت تحتانی لوله کمی سدیم ریخته و هوای لوله را تخلیه میکنیم

پائین لوله را حرارت میدهیم تا سدیم بخار شود مالکولهای سدیم بطوریکه در جمله فوق گفته شد پس از تبخیر در تمام جهات منتشر میشوند و در موقع برخورد بجدار چون سرد میشوند منجمد شده و روی جدار یک لایه سدیم رسوب میکنند یک عده از مولکولها هم از سوراخ (۱) عبور کرده وارد قسمت دوم A میشوند و مانند اشعه نور که از سوراخی عبور کند در قسمت دوم سیر میکنند عده ای هم از

سوراخ  $O^1$  عبور کرده وارد قسمت سوم (B) میشوند و در موقع برخورد بدیواره فوقانی روی آن رسوب میکنند رسوبیکه بدینطریق روی جدار  $O^1$  تشکیل میشود کاملاً تصویر سوراخ نیست که مولکولها از آن عبور کرده اند بدینطریق حرکت آزاد و مستقیم الخط مولکولهای گاز کاملاً محسوس نمیشود

علمای دیگر از جمله اشترن (Stern) و گرلاخ (Gerlach) تجربه های دو نوایه را بطرق مختلف و وسائل کاملتر انجام داده وصحت نتایج فوق را ثابت کرده اند. طالبین ممکنست بشرح کارهای آنها که در مقالات اختصاصی (شماره ۴۴ منابع مطالعه) مندرج است مراجعه فرمایند.

۶- انرژی سینتیک گاز - گازی را در نظر گیریم که بتوان آنرا مشابه گاز کامل فرض کرد کفایت گنج ویژه گاز زیاد باشد یعنی فاصله مولکولها با بطور متوسط از یکدیگر زیاد باشد بدینطریق میتوان جز در هنگام برخورد از نیروی ربایش مولکولها نسبت به یکدیگر صرف نظر کرد بعلاوه میتوان ابعاد مولکولها را نسبت بفواصل آنها خیلی کوچک فرض کرد. در فاصله دو برخورد هر مولکول دارای حرکت مستقیم الخط و یکنواخت است در هنگام برخورد سرعت و امتداد حرکت تغییر میکنند ولی چون در هر حجم کوچکی که تصور کنیم باز تعداد زیادی مولکول موجود است میتوان قبول کرد که :

الف - برای حجمهای خیلی کوچک مفروض دانسیته مولکولی (عده ۱۱

مولکولها در سانتیمتر مکعب) تقریباً ثابت میماند.

ب - امتداد سرعتهای مولکولهای مختلف در تمام جهات بطور یکنواخت توزیع شده است.

ج - سرعتها که مقادیرشان ممکنست برای مولکولهای مختلف از صفر تا بینهایت تغییر کند طبق قانون ثابتی توزیع شده اند.

د - مکان و سرعت يك مولکول دائماً در تغییر است ولی در فضای مشخصی شماره يك عسده معینی مولکول موجود است که سرعتهای آنها میان دو حد  $v$  و  $v + dv$  است.

هـ - هر مولکول از گاز که توده آن  $m$  و سرعت آن  $c$  است دارای انرژی سینتیک  $\frac{mc^2}{2}$  است مجموع  $n$  مولکول محتوی در واحد گنج دارای انرژی  $\sum \frac{mc^2}{2}$  میباشد .

چنانچه سرعت متوسطی در نظر بگیریم بطوریکه  $\sum c^2 = nC^2$  باشد

میتوان نوشت  $\sum \frac{mc^2}{2} = \frac{nmC^2}{2}$  مقدار  $\frac{nmC^2}{2}$  را انرژی سینتیک متوسط گاز و  $C$  را سرعت مؤثر يك مولکول نامند .

## فصل دوم

### توزیع سرعت‌ها - قانون ماکسول

۷ - مولکولهای گاز محتوی دو ظرفی را که دائم در حرکتند در نظر گیریم فرض میکنیم مولکولها تحت تاثیر میدان نیروئی اعم از نیروی جاذبه زمین یا نیروی دیگر واقعند . موقعیکه مولکولی از نقطه‌ای به نقطه دیگر حرکت کند تحت تاثیر میدان نیرو سرعتش تغییر میکند بعلاوه موقع برخورد دو مولکول یکدیگر باز سرعت تغییر خواهد کرد .

اینک عده کمی مولکول در نظر گیریم که در حجم کوچک  $dx, dy, dz$  محتوی است و از این عده آن دسته از مولکولها را اختیار میکنیم که سرعتهای آنها میان  $u$  و  $u + du$  و  $v$  و  $v + dv$  و  $w$  و  $w + dw$  باشد .

عده مولکولهای مذکور با  $du, dv, dw$  و همچنین با  $dx, dy, dz$  متناسب است بنابراین حاصل ضرب  $du, dv, dw, dx, dy, dz$  متناسب است بعلاوه این عده با ضریب دیگری نیز متناسب است . ضریب مذکور مشخص عده مولکول دسته مورد نظر موجود در واحد حجم است که میتوان آنرا از نوع دانسیته دانست

این ضریب خود تابعی است از متغیرهای  $x, y, z, u, v, w$  اگر این تابع را  $f(u, v, w, x, y, z)$  گوئیم بطور کلی عده مولکولهای دسته مورد نظر مساوی



$$(۱) \quad f(u, v, w, x, y, z) dx \cdot dy \cdot dz \cdot du \cdot dv \cdot dw.$$

خواهد بود .

چون حرکت مولکولهای گاز ادامه یابد مقادیر  $x, y, z$  و همچنین سرعتهای

$u, v, w$  مولکولها تغییر میکنند بالتبقیجه مقادیر  $dx \cdot dy \cdot dz \cdot du \cdot dv \cdot dw$

برای دسته مولکول منظور تغییر میکند .

فرض کنیم پس از زمان کوچک  $dt$  این مقادیر به

$$dx', dy', dz', du', dv', dw' \quad x', y', z', u', v', w'$$

تبدیل شده اند . چنانچه  $X, Y, Z$  همه های نیروی واحد توده وارد بر یک مولکول

در نقطه  $x, y, z$  باشد خواهیم داشت :

$$\begin{cases} u' = u + X \cdot dt \\ v' = v + Y \cdot dt \\ w' = w + Z \cdot dt \end{cases} \quad (۳) \quad \begin{cases} x' = x + u \cdot dt \\ y' = y + v \cdot dt \\ z' = z + w \cdot dt \end{cases} \quad (۲)$$

چنانچه گاز دارای حرکت منظم باشد این دسته مولکول جای مولکولهایی را میگیرند

که در ابتدای لحظه  $dt$  مولکولهای دسته اول خالی کرده اند بنابر این عده مولکولهای دسته

دوم نیز مساوی عده مولکولهای دسته اول و بوسیله فورمولی باشد فرمول (۱) و بشکل ...

$$(۴) \quad f(x', y', z', u', v', w') dx' \cdot dy' \cdot dz' \cdot du' \cdot dv' \cdot dw'$$

نمایش داده میشود .

با در نظر گرفتن رابطه های (۲) و (۳) میتوان ثابت کرد که دو حاصل ضرب

$$dx \cdot dy \cdot dz \cdot du \cdot dv \cdot dw \quad \text{و} \quad dx' \cdot dy' \cdot dz' \cdot du' \cdot dv' \cdot dw'$$

مساویند . از رابطه (۴) نتیجه میشود

$$(۵) \quad f(x, y, z, u, v, w) = f(x', y', z', u', v', w')$$

رابطه (۵) میرساند که :  $f(x, y, z, u, v, w)$  کمیتی است که فقط

بستگی بمقادیر  $u, v, w$  و  $x, y, z$  دارد .

چون مولکول با حرکت طبیعی بدون برخورد بمولکول دیگر تغییر مکان

دهد مقدار  $f$  تغییر نمیکند از جمله چنین کمیت ها انرژی مولکول است چنانچه

انرژی را با حرف  $E$  نمایش دهیم رابط

$$(۶) \quad f(u, v, w, x, y, z) = E$$

یکی از جوابهای معادله (۵) خواهد بود.

چنانچه  $\Phi(E)$  تابعی از انرژی  $E$  باشد میتوان رابطه

$$(۷) \quad f(u, v, w, x, y, z) = \Phi(E)$$

را یکی از جوابهای عمومی تر رابطه (۵) دانست. در اینجا  $E$  انرژی يك مولکول در حال حرکت است و مقدار آن

$$(۸) \quad E = \frac{1}{2} m(u^2 + v^2 + w^2) + X$$

میشود که در آن  $X$  معرف انرژی پتانسیل مولکول در میدان نیرو است. و نیروهای مؤثر روی مولکول بوسیله روابط (۹) بدست میآید

$$(۹) \quad mX = -\frac{\partial X}{\partial x} \quad mY = -\frac{\partial X}{\partial y} \quad mZ = -\frac{\partial X}{\partial z}$$

۸ - تاثیر برخوردها - بنا بر آنچه در جمله پیش دیدیم چنانچه رابطه ۷ را برای قانون توزیع سرعت اختیار کنیم در نتیجه حرکت طبیعی مولکولها تا موقعیکه برخورد حاصل نشده توزیع سرعت تغییر نمیکند ولی در واقع مولکولها بیکدیگر برخورد میکنند و در نتیجه برخورد توزیع سرعت تغییر میکند پس باید دید آیا ممکنست شکل مخصوصی برای تابع  $\Phi(E)$  اختیار کرد که برخورد مؤثر نباشد. اگر چنین شکلی برای  $\Phi$  بدست آوریم چون انرا در رابطه ۷ بگذاریم قانونی برای توزیع سرعتها خواهیم داشت که حرکت عادی مولکول و همچنین برخوردهای مولکولی در آن مؤثر نیست چنین قانونی قانون عمومی و مشخص يك حالت تعادل واقعی است.

در جمله بعد خواهیم دید که میان فشار گاز  $P$  و سرعت متوسط  $C$  و دانسیته  $\rho$

و درجه حرارت  $T$  روابط ذیل برقرار است:

$$(۱۰) \quad p = \frac{1}{3} \rho C^2 = \frac{\rho RT}{m}$$

بعلاوه میتوان ثابت کرد که فرمولهای معمول در هیدرودینامیک را میتوان در باره گازی که در آن برخوردهای مولکولی زیاد باشد بنکار برد. چنانچه گاز در حالت تعادل و با دهای یکمواخت باشد تغییرات فشار گاز را در مقابل تاثیر میدانه خارجی

در حال تعادل نگاه خواهد داشت •

چون همنه های میدان را  $X, Y, Z$  نامیدیم بنسباً بروابط معروف هیدرو استاتیك داریم

$$(۱۱) \quad \frac{\partial p}{\partial x} = - \rho X \quad \frac{\partial p}{\partial y} = - \rho Y \quad \frac{\partial p}{\partial z} = - \rho Z$$

از رابطه  $p = \frac{\rho RT}{m}$  نتیجه میشود •

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{RT}{m} \frac{\partial \rho}{\partial x}$$

از طرف دیگر داریم

$$mX = \frac{\partial X}{\partial x} \quad mY = \frac{\partial X}{\partial y} \quad mZ = \frac{\partial X}{\partial z}$$

چون این مقادیر را در رابطه های (۱۱) بریم خواهیم داشت •

$$(۱۲) \quad \begin{cases} \frac{RT}{m} \frac{\partial \rho}{\partial x} = - \frac{\rho}{m} \frac{\partial X}{\partial x} \\ \frac{RT}{m} \frac{\partial \rho}{\partial y} = - \frac{\rho}{m} \frac{\partial X}{\partial y} \\ \frac{RT}{m} \frac{\partial \rho}{\partial z} = - \frac{\rho}{m} \frac{\partial X}{\partial z} \end{cases}$$

انتگرال مشترك سه معادله فوق عبارتست از

$$(۱۳) \quad RT \cdot \text{Log } \rho = -X + \text{etc.}$$

$$(۱۴) \quad \rho = B e^{-\frac{X}{AT}}$$

که در آن B مقدار یست ثابت •

برای اینکه حالت تبادل گاز در نتیجه برخورد ها تغییر نکند لازمست تغییرات دانسیته  $\rho$  نسبت به پتانسیل  $X$  تابع فرمول ۱۴ باشد •

چون  $\rho$  معرف قانون توزیع در فضا است در صورتیکه  $F$  هم شامل فضا و هم شامل سرعت است میتوان برای یافتن  $F$  در فرمول ۱۴ جمله های مربوط به سرعت را نیز افزود •

$\rho$  فقط تابع  $X$  است در حالیکه  $F$  باید تابعی از  $X$  باید تابعی از  $\frac{1}{2} m(u^2 + v^2 + w^2) + X$

باشد بهترین طریقه تصمیم فرمول ۱۴ طریقه ذیل است

$$f(u, v, w, x, y, z) = AB e^{-\frac{\frac{1}{2} m (u^2 + v^2 + w^2) - x}{RT}}$$

که در آن  $AB$  مقدار است ثابت و  $A$  برابر  $B$  . معمولا  $\frac{1}{RT}$  را بحرف  $h$  نمایش میدهند .

$$(۱۵) \quad f(u, v, w, x, y, z) = AB e^{-\frac{hm(u^2 + v^2 + w^2) - x}{RT}}$$

دو ضرب  $B$  و  $e^{-\frac{x}{RT}}$  معرف قانون توزیع مولکولها در فضا هستند بقیه فرمول یعنی قسمت

$$A e^{-\frac{hm(u^2 + v^2 + w^2)}{RT}}$$

معرف توزیع سرعت مولکولها در هر يك از نقاط فضا خواهد بود .  
این قانون که بوسیله ماکسويل Maxwell کشف شده و بنام او معروف است از قوانین مهم تئوری سینتیک محسوب میشود .

فرض کنیم عدد مولکولهایی که همۀ های سرعت های آنها میان  $u$  و  $u+du$  و  $v$  و  $v+dv$  و  $w$  و  $w+dw$  است در هر سانتیمتر مکعب مساوی  $dn = n f(u, v, w) du, dv, dw$  باشد چنانچه بنویسیم عدد تمام مولکولها در سانتیمتر مکعب مساوی  $n$  است خواهیم داشت .

$$\iiint f(u, v, w) du, dv, dw = \iiint A e^{-\frac{hm(u^2 + v^2 + w^2)}{RT}} du, dv, dw = 1$$

چنانچه این جمله را برای هر متغیری از  $-\infty$  تا  $+\infty$  انتگرال بگیریم نتیجه میشود :

$$A = \frac{\sqrt{h^3 m^3}}{\pi^3}$$

و فورمول بشکل ذیل نوشته میشود

$$f(v, u, w) = \frac{V}{V} \frac{h^3 m^3}{\pi^3} e^{-hm(u^2 + v^2 + w^2)} \quad (16)$$

$$dn = n \frac{V}{V} \frac{h^3 m^3}{\pi^3} e^{-hm(u^2 + v^2 + w^2)} du dv dw$$

۹- اگر رابطه اخیر را نسبت به  $w$  از  $-\infty$  تا  $+\infty$  انتگرال بگیریم عدد مولکولهای در سانتیمتر مکعب که همنه های سرعتهای آنها موازی با یک امتداد  $ox$  میان  $u$  و  $u+du$  باشد بدست می آید نتیجه حاصل عبارتست از

$$dn_x = n \frac{V}{V} \frac{h^3 m^3}{\pi^3} e^{-hmu^2} du \quad (17)$$

این فورمول مشابه فورمول گس Gauss است که برای محاسبه خطاها بکار میرود.

بوسیله فورمول ۱۸ میتوان عدد مولکولهای  $dn_c$  را که سرعت آنها صرف نظر از امتداد میان  $c$  و  $c+dc$  است محاسب کرد. برای چنین مولکولهایی  $u^2 + v^2 + w^2 = c^2$  مقدار یست ثابت و کافیست که از حجم  $du dv dw$  برای تمام فضای محتملی میان کردهای بشعاع  $c$  و  $c+dc$  یعنی  $\pi c^2 dc$  انتگرال بگیریم خواهیم داشت

$$dn_c = n \frac{V}{V} \frac{h^3 m^3}{\pi^3} e^{-hmc^2} \pi c^2 dc \quad (18)$$

منحنی (۲) که معروف تابع  $\pi x^2 e^{-x^2}$  است قانون توزیع سرعتها را مجسم میکند. عدد سرعتهاییکه مقدار آنها میان دو مقدار مجاور  $c$  و  $c+dc$  است با سطح هاشور زده شده متناسب است.

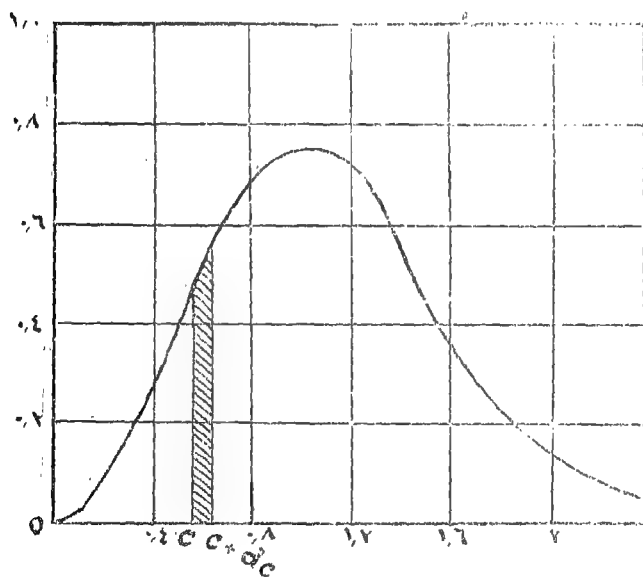
سرعت مربعی متوسط (Vit. quadratique) یعنی سرعت  $C$  که مربع آن مساوی مربع متوسط تمام سرعت هاست از انتگرال رابطه فوق بدست میآید این مقدار مساویست با

$$(۱۸) \quad C^2 = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} c^2 \, dn_c = \frac{r}{\pi h m} = \frac{r R' E}{m}$$

بهین طریق سرعت متوسط  $\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$  که با  $c$  نمایش داده میشود مساویست با

$$(۱۹) \quad c = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} c \, dn_c = \frac{r}{\sqrt{\pi h m}}$$

$$\frac{C}{c} = \frac{\sqrt{r}}{\sqrt{\pi h m}} : \frac{r}{\sqrt{\pi h m}} = ۱.۰۸۶ \quad \text{نسبت دو سرعت مذکور مساویست با}$$



شکل ۲

۱۰- با استفاده از فرمولهای فوق میتوان عدد مولکولهای تیکه ذریک ثانیه در سوی معینی از واحد سطح عبور میکنند (ویا واحد سطح از دیواره برخورد میکنند) حساب کرد چنانچه محور  $x$  بر سطح مورد نظر عمود باشد با توجه رابطه

۱۸ داریم

$$(۲۰) \quad \gamma = \int_0^\infty u \, du = \int_0^\infty n \frac{\sqrt{hm}}{\sqrt{\pi}} \frac{-hmu^2}{e} \quad u \, du = \frac{n}{2\sqrt{\pi hm}}$$

از مقایسه فرمولهای ۱۹ و ۱۹ ب و ۲۰ نتیجه میشود

$$(۲۰ ب) \quad \gamma = \frac{n}{2} \frac{c}{\sqrt{\pi}} = \frac{n}{2} \frac{C}{\sqrt{\pi}}$$


---

## اثبات تجربی قانون توزیع سرعتها

۱۱ - مطالعه تفصیلی قانون توزیع سرعتها نشان میدهد که این قانون نه تنها در باره مولکولهای گاز صادق است بلکه در باره مولکولهای مایع - اتمهای جامدات - الکترونهای آزاد در فلزات و حتی در باره حرکت براونی ذرات متفرق در مایع و گاز نیز صادق است نظر با اهمیت و دامنه وسیع این قانون محققین بطرق مختلف درصدد برآمده اند که با تجربه صحت قانون را ثابت کنند. نتایجی که در چند سال اخیر بدست آمده کاملاً رضایت بخش و بطرز قابل توجهی صحت قانون را نشان میدهد . میتوان گفت پس از آزمایشهایی که برای اثبات تجربی وجود حرکت مولکولی ( فصل دهم ) بعمل آمده این آزمایشها در ردیف مهمترین آزمایشهاییست که صحت اصول و قوانین تئوری سینتیک را ثابت میکند .

مهمترین آزمایشهایی که در این زمینه بعمل آمده ممکنست به چند دسته تقسیم شود :

استفاده از پدیده دوپلر در تغییر شکل خطوط طیف اتم

میزان نفوذ گازها از سوراخهای کوچک

آزمایش درباره الکترونهاست که از اجسام گداخته خارج میشوند

آزمایشهای مستقیم برای سنجش سرعت مولکولها یا آنها

در اینجا بذکر دو دسته اخیر میپردازیم \*

۱۲ - سرعت الکترونها - سرعت الکترونها را که در داخل فلز در حرکت میکنند

ممکنست تابع قانون توزیع سرعتهای ماکسویلی دانست. نظر بجاذبه ایون ( Ions )

های مثبت در سطح فلز الکترونها در داخل فلز نگاه داشته میشود. برای خروج از سطح فلز

الکترون باید در مقابل پتانسیل موجود در سطح مقدار کاری انجام دهد. چنانچه

پتانسیل مذکور  $V$  ولت و بار الکتریکی الکترون  $e$  باشد موقعی که سرعت

الکترون از سرعت  $u$  که بوسیله رابطه  $x = Ve = \frac{1}{2}mu^2$  مشخص است

بیشتر شود چون بسطح برسد از آن خارج شده و بحرکت خود ادامه میدهد .

تعیین سرعت الکترونها در خارج وسیله ای برای تعیین سرعتی که در موقع خروج

از سطح داشته اند بدست میدهد .

چون این الکترونها را تحت تاثیر پتانسیل هائیکه حرکت آنها را بطبیعی میکند

قرار دهیم میتوان نسبت الکترونهاست که دارای سرعتهای معینی هستند تعیین نموده و

قانون توزیع سرعتهای الکترونها را چه در داخل و چه در خارج فلز بدست آورد

آزمایشهای اولیه بوسیله ریچاردسن و براون (Richardson ۳۹ F.C. Brown ۴۵)

انجام گرفت بعد اده دیگر از دانشمندان آزمایشهای متعدد در این باب

انجام داده اند بالاخره میتوان آزمایشهای گرمر (Germner ۲۱) را که در

حرارتهای از ۱۴۴۰ تا ۲۴۷۵ درجه مطلق انجام گرفته دقیقترین آزمایشها دانست

نتیجه این تجربیات نشان میدهد که سرعت الکترونها کاملاً تابع قانون ماکسویلی و

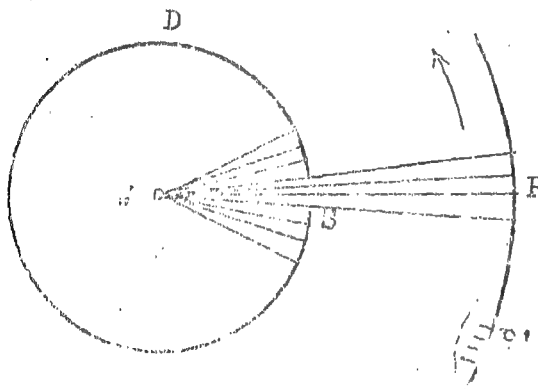
همچنین مربوط به دمای  $T$  چشمه ایست که الکترونها از آن خارج میشوند .

۱۳ - سنجش مستقیم سرعت مولکولها - اتواشترن (Otto Stern ۴۴)



در سال ۱۹۲۰ رای اولسین باز موفق شده است سرعت مولکولها را مستقیماً اندازه بگیرد .

دستگاهیکه اشترن بکار برده شامل يك رشته پلاتین  $۱۳$  است که دور يك محور چرخنده قرار دارد (شکل ۳) روی سیم پلاتین نقره اندود شده و چون در خلاء سیم گرم شود اتمهای نقره مانند اشعه نور در تمام جهات منتشر میشوند . دور محور  $۱۷$  استوانه ای نصب شده این استوانه دارای يك شکاف  $S$  است يك صفحه  $P$  در مقابل شکاف با استوانه متصل است . تمام دستگاه میتواند با سرعت



شکل (۳)

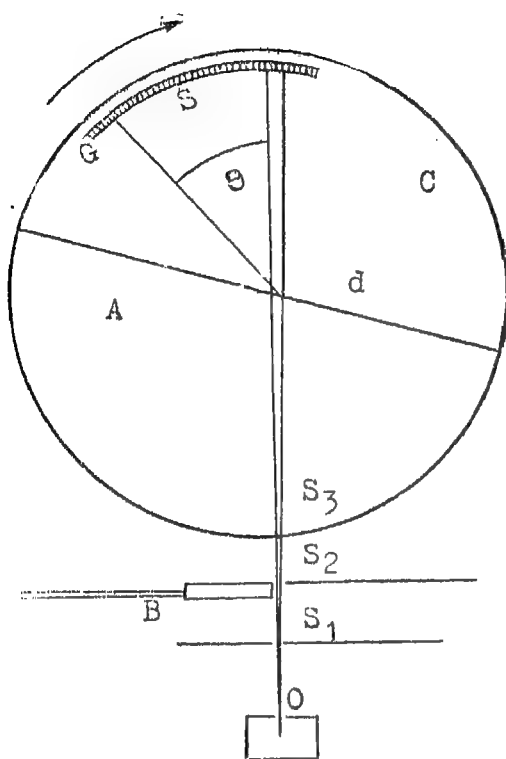
زیاد دور محور به چرخد فاصله رشته تا شکاف در حدود سه میلی متر و فاصله  $P$  از رشته  $۶$  سانتیمتر است تمام دستگاه در يك محفظه قرار دارد و هنگام آزمایش در این محفظه خلاء ایجاد میکنند موقعیکه دستگاه  $SP$  به حرکت است

اشعه اتمهای نقره از شکاف خارج شده و در نقطه  $I$  روی پلاک  $P$  تصویری تشکیل میدهند . موقعیکه دستگاه  $SP$  را به چرخانند ضمن مدتی که طول میکشد تا اشعه پس از خروج از شکاف صفحه  $P$  برسد صفحه  $SP$  به چرخیده است چنانچه مولکونها هم دارای سرعت مساوی باشند در نتیجه چرخش دستگاه تصویر  $I$  باید در عکس جهت چرخش تغییر مکان دهد. میزان تغییر مکان به فاصله رشته تا صفحه  $P$  و سرعت حرکت مولکولها و سرعت چرخش دستگاه بستگی دارد اگر فاصله  $۱۷$  تا  $P$  را  $I$  و سرعت مولکولها را  $v$  نامیم زمانیکه طول میکشد

که مولکولهاییکه از رشته خارج میشود بصفحه برسد  $\delta = \frac{1}{2}$  است  
چنانچه دستگاه در هر ثانیه ۲ دور بچرخد در مدتیکه طول کشیده امولکول فاصله  
PW را بپیماید صفحه باندازه  $2\pi r I \delta$  سانتیمتر حرکت کرده و تصویر I  
باندازه  $S = \frac{2\pi r I^2 \delta}{V}$  نسبت به تصویر I که در موقع سکون دستگاه  
حاصل شده تغییر مکان میدهد چنانچه سرعت اتمها مختلف باشد تغییر مکان S برای  
اتمهای مختلف متفاوت است و بجای تصاویر مشخص I در واقع یک طیف روی  
صفحه I تشکیل میشود با سنجش مقادیر مختلف S و همچنین دانسته اتمها که  
روی صفحه D رسوب کرده اند میتوان قانون توزیع سرعت را بدست آورد. اشترن  
سرعت متوسط ۶۷۵ متر در ثانیه برای اتمهاییکه از رشته ای بادمای ۱۲۰۰ درجه  
خارج میشده بدست آورده است نتیجه محاسبه ۶۷۲ است متاسفانه دستگاهی که  
اشترن بکار برده بقدر کافی دقیق نبوده که بتواند منحنی توزیع سرعتها را بدقت  
رسم کند.

در سالهای ۱۹۲۷ و ۱۹۳۰ در دانشکده علوم کلمبیا روش اشترن با وسائل  
دقیق تری تحت نظر پر-فور-هال و آقایان زارت من (۴۹) Zartmann  
و کو (۲۶) C.K.O تکرار شده است

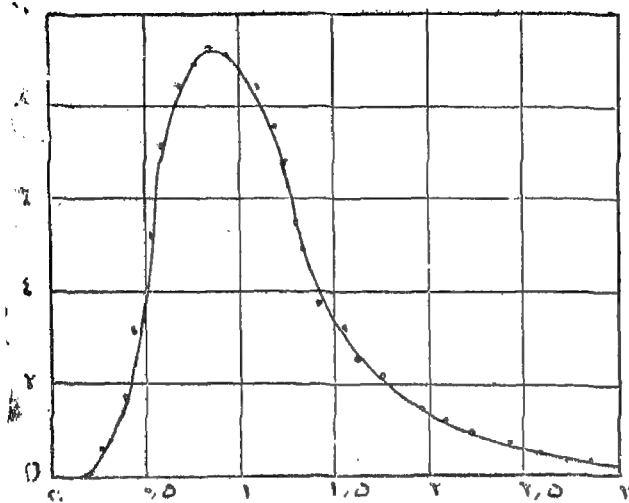
اتمها با مولکولها از کوره الکتریکی O خارج میشوند (شکل ۰۴)  
بوسیله شکافهای  $S_1$  و  $S_2$  یکدسته از شعاع های مولکولی موازی جدا شده و  
از شکاف  $S_3$  داخل استوانه C میشود. استوانه با سرعت ۶۰۰ دور در دقیقه  
میچرخد. روی دیواره استوانه مقابل شکاف  $S_3$  گیره ای پیش بینی شده که  
بوسیله آن میتوان آئینه G را همیشه در یک محل معینی جای داد.  
روی آئینه G را بلایه یکنواخت نازکی از فلز قرار داد که مورد آزمایش است



شکل (۴)

میپوشانند) در این آزمایشها به موت  
بکار رفته است) آئینه را در جای  
خود گذارده در دستگاه خلاء تولید  
میکنند. کوره را گرم میکنند و در  
حالی که نقاط  $O$  و  $S_1$  و  $S_2$  و  $S_3$   
در امتداد یک خط قرار دارند و  
استوانه بدون حرکت است شکاف  
 $S_4$  را باز میکنند اشعه مولکولی  
از شکافها عبور کرده و روی گوشه  
راست آئینه که در امتداد خط  
 $S_1 S_2 S_3$  واقعست وارد شده در این  
نقطه رسوب میکنند. پس از مدتی که

رسوب حاصل شد صفحه  $G$  را بیرون آورده و با میکروفنومتر ثبات از صفحه  
فتو متری میکنند. مجدداً شیشه را در مکان خود گذارده دستگاه را تخلیه و  
موتور را براه میاندازند موقعی که حرکت موتور یکنواخت شد شکاف  $S_4$  را باز  
میکنند و پس از چند ساعت که بقدر کافی روی صفحه رسوب حاصل شد صفحه  
را بیرون آورده و مجدداً فتو متری میکنند. منحنی شکل ۵ معرف نتایج آزمایشهای  
مزبور است. چنانچه در نتایج حاصل اصلاحات لازم از جمله اصلاح مربوط به تغییر  
وضع شکاف نظر به جمع شدن مولکولهای  $Bi$  در اطراف آن و همچنین وجود  
مولکولهای از نوع  $Bi_2$  در شمعهای مولکولی منظور گردد منحنی



( شکل ۵ )

حاصل با منحنی معروف  
توزیع سرعت بر طبق  
قانون ماکسویل کاملاً  
منطبق خواهد شد .

اخیراً کوهن  
V.W Cohen و رالت  
A. Ellet آزمایشهای  
مشابه با اجسام مختلف  
انجام داده و نتایج بسیار  
صحیح و دقیقی بدست  
آورده اند

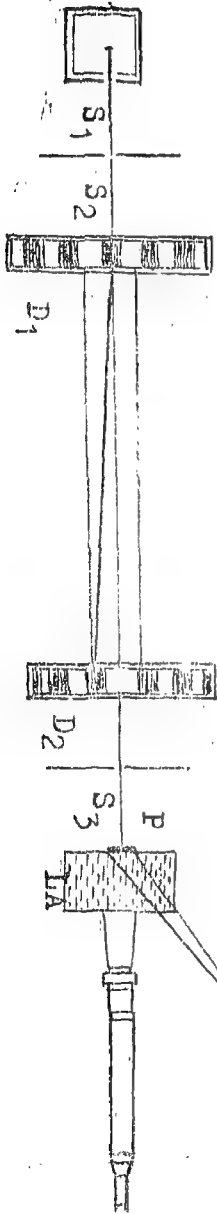
یکدسته آزمایشهای دیگر در این باب بوسیله اتو اشتون و کمپتن  
Compton و الدریج Eldridge با روش مشابه روشیکه فیزو Fizeau برای  
اندازه گیری سرعت نور بکار برده انجام گرفته . لامرت ( ۱۹۲۹ م )  
در ۱۹۲۹ این روش را تکمیل و نتایج قابل توجهی بدست آورده است خلاصه  
آزمایشهای لامرت بدینقرار است :

اتمهای جیوه از منبع  $S_1$  خارج شده ( شکل ۶ ) و بوسیله شکافهای  $S_1$   $S_2$   
مانند شعاعهای موازی نور روی چرخ  $D_1$  وارد میشوند. چرخهای  $D_1$  و  $D_2$  روی یک  
محور به -اصله ۶ سانتیمتر نصب شده اند و ممکن است با سرعت معینی چرخانده شوند  
روی هر دو چرخ یک عده سوراخ موجود است . چرخ  $D_2$  طوری روی  
محور نصب شده که ردیف داخلی سوراخهای  $D_2$  با اندازه دو درجه نسبت به سوراخهای  
 $D_1$  عقب ترند

پشت چرخ  $D_2$  یک شکاف  $S_3$  در امتداد خط  $S_1$   $S_2$  قرار گرفته و پشت این شکاف یک  
صفحه شیشه ای  $P$  است که بوسیله هوای مایع ( L.A ) سرد میشود این صفحه را میتوان

از خارج مشاهده نمود.

برای سهولت بیان و تجسم موضوع فرض کنیم هر يك از چرخهای  $D_1$  و  $D_2$

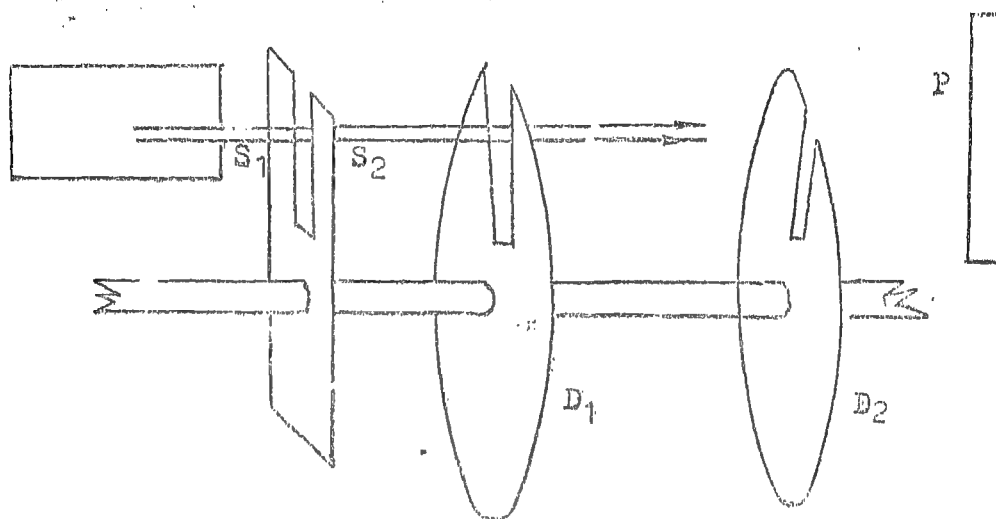


(شکل ۶)

دارای يك شكاف هستند در هر دور يك بار موقعيكه شكاف چرخ  $D_1$  مقابل شكاف  $S_1$  قرار گیرد يك كدسه شعاع از آن عبور کرده بطرف  $P$  می‌رود چون شكاف  $D_1$  باندازه دو درجه عقب است تنها آنهایی می‌توانند از شكاف اخير خارج شوند كه سرعت آنها بقدری باشد كه بتوانند فاصله  $D_1 D_2$  را درست باندازه زمانیكه طول كشیده كه چرخ  $D_2$  باندازه دو درجه بچرخد فاصله مذکور را بپیمایند آنهايكه سرعت آنها بیشتر یا كمتر باشد زودتر یا دیرتر به  $D_2$  رسیده و بقیه‌های چرخ بر چرخ برخورد کرده نمی‌توانند خارج شوند. بنابر این با تغییر سرعت چرخ می‌توان دسته‌های مختلف آنها را كه دارای سرعتهای مشخصی هستند جدا كرد موقعيكه آنها روی صفحه  $P$  وارد میشوند بتدریج روی این صفحه رسوبی تشکیل میدهند با تعیین دانسیته رسوب میتوان عدده مولكولها را حساب كرد.

توسيله تجربه‌های دقیق ثابت شده كه پیدایش يك رسوب قابل رؤیت غالباً بعد از ورود عدد معینی اتم ذری همراه با تغییر در ربع از صفحه است و چون دانسیته رسوب بحداصل ضرب شدت

اشعه در زمان بستگی دارد بنا براین سنجش زمان پدیدار شدن در وب وسیله‌ای  
برای سنجش شدت اشعه است .



(شکل ۷)

در واقع نظر باینکه شکاف‌دارای ابعاد محدودند عملاً یک‌همه گروپ‌های سرعت  
بدست می‌آید ، لا-برت با بکار بردن چرخیه که ۵۰ سرراخ دارد و سرعت‌های چرخش  
میان ۱۲ تا ۴۰ دور در ثانیه یک‌همه باند‌های سرعت که ۵۰ متر در ثانیه با یکدیگر  
تفاوت داشته اند جدا کرده است و شدت‌های مربوط بآنها را سنجیده است در شکل

۸ تغییرات شدت نسبت ب سرعت‌های مورد آزمایش رسم شده است .

منحنی ABC که از او ساط باند های مذکور می‌گذرد کاملاً مشابه منحنی

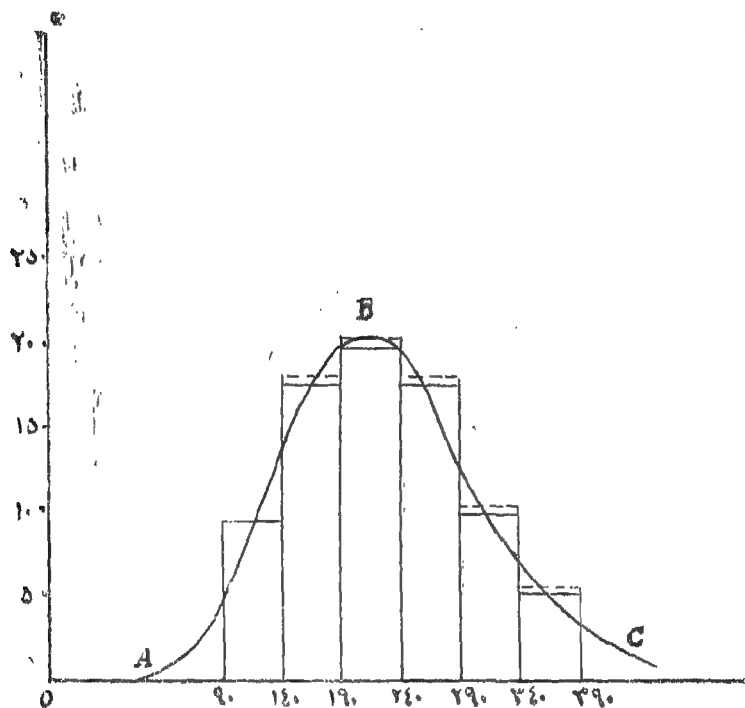
حاصل از تئوری توزیع مکس وِهل است .

میسنر (۳۴ م) Meissner و شیفرز Scheffers با استفاده از گشت آوز

مغناطیسی آنها یک سری آزمایش برای اثبات قانون توزیع سرعت انجام

داده‌اند .

اتم پتاسیم Potassium یا لیتیوم Lithium را از يك میدان مغناطیسی متغیر عبور میدهند. نظر بر وجود گشت آور مغناطیسی اتمها بدو دسته قسمت میشوند.



(شكل ۸)

دسته‌ای مجاور مغناطیسی آنها موازی با میدان و دسته دیگر با زاویه ۱۸۰ درجه (antiparallele) قرار میگیرند. دسته‌ای که موازی میدان هستند بیک قطب جذب میشوند و دسته دیگر از این قطب دفع میگردند.

نیروی مغناطیسی ثابت است و شعاعی اتم موقع بر قرار شدن می‌ان از مکانیک در غیاب میدان دارند. قدری تغییر می‌دهند این تغییر مکان را میتوان بوسیله  $S = \frac{1}{2} at^2$  نمایش داد با  $a = \frac{\gamma}{m} \frac{\partial H}{\partial Z}$  که در آن  $\gamma$  معرف گشت آور مغناطیسی اتم و  $t$  زمانست که اتم در میدان مغناطیسی بوده است.  $\frac{\partial H}{\partial Z}$  معرف

• میزان تغییر شدت میدانست .

زمان  $t = l$  مدت زمانیست که طول میکشد تا یک مولکول که دارای سرعت  $v$  است در مقابل قطب آهن را با فاصله  $l$  را بپیماید. چون این مقدار را در رابطه

$$S_c = \frac{1}{2} \frac{\gamma}{m} \frac{e h l^2}{Z c^2} \quad \text{بگذاریم داریم}$$

بکمک این فرمول باسنجش مقادیر  $S$  میتوان صحت قانون توزیع ماکسویل را ثابت کرد.

نتایج حاصل از آزمایشهای مذکور و آزمایشهای دیگر که از لحاظ اختصار از ذکر آنها خودداری میکنیم بطرز قابل توجهی صحت قانون ماکسویل را ثابت میکنند



## فصل سوم

### گازهای کامل

۱۴- محاسبه فشار در گازهای کامل - تأثیر گاز روی جدارهای ظرفی که آنرا محدود میکنند در نتیجه ضربه هائیکست که از طرف مولکولها روی جدار وارد میشود . فشار حاصل جمع تمام نیرو هائیکست که در يك لحظه از طرف مولکولها بر واحد سطح وارد میشود .

چون ابعاد سطح که مورد آزمایش قرار میگیرد نسبت با ابعاد مولکولها زیاد است این تأثیر پیوسته بنظر میرسد ولی در واقع تأثیر بوسیله يك كوكولها که با سطح برخورد میکنند بظهور میرسد .

برای محاسبه فشار مولکولهای گاز را با اجسام بی نهایت کوچک و با ابعاد غیر قابل ملاحظه ای تشبیه میکنیم و به علاوه فرض میکنیم که هم اجسام مذکور و هم دیواره ها دارای قابلیت ارتجاع کامل ( اجسام الاستیک *Elastique* ) باشند فشاریکه روی واحد سطح وارد میشود  $P$  و همنه عمودی نیروئی که در لحظه  $t$  بوسیله يك مولکول در حال برخورد با دیواره روی جدار وارد میشود  $f$  نامیم . فشار مقدار متوسط مجموع نیروهای  $f$  است . جمع تمام نیرو هائیکه بوسیله مولکولهای مختلف در این لحظه وارد میشود مساوی  $\Sigma f$  و کلیه تأثیر

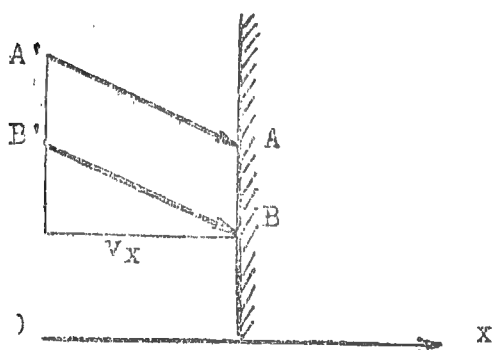
که در زمان  $T$  وارد میشود مسأری مقدار متوسط حاصل جمع مذکور یعنی

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T \Sigma f \cdot dt \quad \text{است}$$

برای سهولت محاسبه میتوان زمان  $T$  را مساوی يك نایبه فرض کرد ضمناً میدانیم که اثر  $P$  فقط در مدت برخورد (Choc) موجود است بنا بر این کافیست که انتگرال در مدت برخورد  $\rightarrow$  باب شود و بالتیجه خواهیم داشت

$$(21) \quad P = \int \Sigma f \cdot dt$$

انتگرال  $\int f \cdot dt$  بطوریکه گفتیم باید برای هر مولکول در مدت ضربه  $\rightarrow$  باب شود



(شکل ۹)

فرض کنیم دیواره بر امتداد  $OX$  عمود باشد بنا باصل کنش و واکنش  $f$  مساوی و باعلامت مخالف اثریست که دیواره روی مراکول در امتداد  $OX$  وارد میکند. معادله حرکت مولکول

$$\text{در این امتداد عبارتست از} \quad m \cdot d(V_x) = -f \cdot dt$$

بطوریکه در مکانیک دیده ایم انتگرال  $-f \cdot dt$  در مدت ضربه مساوی با تغییرات مقدار حرکت است پس اگر  $V_x$  و  $V'_x$  سرعتهای قبل و بعد از ضربه باشد تغییرات مقدار حرکت مساوی  $m(V'_x - V_x)$  و رابطه ۲۱ بشکل ذیل در میآید

$$P = \Sigma m V_x - \Sigma m V'_x$$

چون ضربه ها الاتیك فرض شده و سرعتها بطریكی که واخت توزیع شده و قانون توزیع سرعت در نتیجه وجود ضربه ها تغییر نمیکنند هر دو جمع از حیث

قدر مطلق مساوی و با علامت مخالفند پس  $P = \sum \gamma m \cdot v_x$

جمع  $\sum$  باید نسبت به تمام مولکول‌هایی که بطرف دیواره متوجهند انجام گیرد.  
 چنانچه عده مولکول‌ها در هر سانتیمتر  $n$  باشد این جمع مربوط به  $n$  مولکول خواهد بود میان مولکول‌های مزبور آن عده را در نظر میگیریم که سرعت‌های آنها مشخص و مساوی  $A A'$  باشد چنانچه  $dn$  عده این مولکول‌ها در سانتیمتر مکعب باشد عده‌ای از این مولکول‌ها که در یک ثانیه بواحد سطح دیواره برخورد میکنند در ابتدای ثانیه در استوانه  $A'B'BA$  متوی هستند. حجم استوانه مذکور مساوی  $V_x \times A' = V_x \cdot dn$  و عده مولکول‌های مذکور مساوی  $V_x \cdot dn$  میباشد مجموع جمله‌هایی که در عبارت  $P$  باین عده مولکول مربوط است برابر است با

$$P = \sum \gamma m V_x^2 \cdot dn \quad \text{و} \quad \gamma m V_x \cdot V_x \cdot dn = \gamma m V_x^2 \cdot dn$$

چنانچه بجای  $V_x$  سرعت متوسط  $C_x$  را بکار ببریم خواهیم داشت

$$P = \gamma m C_x^2 \cdot \frac{n}{2} = nm C_x^2$$

$$V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 \quad \text{از طرف دیگر داریم}$$

$$C^2 = C_x^2 + C_y^2 + C_z^2$$

چون توزیع سرعت در تمام جهات یکنواخت است از لحاظ تقارن داریم

$$C_x^2 = C_y^2 = C_z^2 = \frac{C^2}{3}$$

$$22 \quad P = \frac{nm}{3} C^2$$

چنانچه توده ویژه را  $\rho$  نامیم

$$23 \quad P = \frac{1}{3} \rho C^2 = \frac{2}{3} \left( \frac{p}{\gamma} C^2 \right)$$

رابطه اخیر نشان میدهد که مقدار عددی فشار در يك گاز کامل مساوی دو نلث انرژی سینتیک انتقالی مولکولهای موجود در يك سانتیمتر مکعب گاز است چنانچه  $V$  حجم يك مولکول گرم یعنی حجم  $N$  مولکول باشد داریم  $n = N/V$  و از طرف دیگر توده مولکولی  $M$  برابر است با  $Nm$  چون بجای  $n$  و  $m$  مقادیر  $N/V$  و  $M/N$  را در رابطه  $P = \frac{nm}{3} C^2$  بریم نتیجه میشود

$$PV = \frac{nm}{3} C^2 = \frac{2}{3} \frac{MC^2}{2} \quad 24$$

۱۵ - قانون گازهای کامل - با مقایسه رابطه ۲۴ و فورمول  $PV=RT$  گازهای کامل میتوان نتایجی چند اخذ نمود از جمله :

قانون ماریت - بنا بقانون ماریت در دمای ثابت حاصل ضرب  $PV$  مقدار یست ثابت از رابطه ۲۴ نتیجه میشود :

انرژی سینتیک متوسط گاز از فشار مستقل است و فقط تابع دمای گاز میباشد انرژی داخلی گاز که مساوی انرژی سینتیک مولکولهاست از فشار مستقل است (قانون ژول)

قانون گای لوساک و شارل - بنا بقانون گای لوساک و شارل حاصل ضرب  $PV$  متناسب با درجه حرارت مطلق است .

$$PV = \frac{2}{3} \frac{MC^2}{2} = RT \quad \frac{MC^2}{2} = \frac{3}{2} RT \quad 25$$

قانون آووگادرو آوگر - بنا بقانون آووگادرو حاصل ضرب  $PV$  در يك دمای مشخصی برای تمام گازها یکی است بنا به رابطه فوق انرژی سینتیک متوسط انتقالی يك مولکول در يك دمای مشخصی برای تمام گازها یکی است .

چنانچه در فورمول ۲۵ بجای  $M$  مقدارش  $mN$  را گذارده و طرفین

را بر  $N$  تقسیم کنیم رابطه ۲۶ بدست می‌آید. عدد  $K$  را عدد بولتزمن گویند

$$\frac{m C^2}{2} = \frac{r}{Y} \frac{R}{N} T = \frac{r}{Y} K T \quad (26)$$

مقادیر عددی ضرائب فوق عبارتند از

$$K = 1.325 \times 10^{-23} \quad N = 6.05 \times 10^{23} \quad R = 8.315 \times 10^{-9}$$

## فصل چهارم

### یگی پاری انرژی \*

۱۶- در فصل اول گذشته برای پیدا کردن فورمول  $(m_1^2 = \frac{2}{3} KT)$

در واقع گازهایی که شامل مولکولهای مشابه بودند مورد مطالعه قرار دادیم برای اینکه تعریف دمایی که بنا بر اصطلاح تئوری سینتیک از رابطه فوق نتیجه میشود کامل و عمومی باشد لازمست موضوع انتقال انرژی در باره مخلوطی از گازهای مختلف تعمیم داده شده و مورد مطالعه قرار گیرد

میخواهیم انتقال انرژی را هنگام برخورد دو مولکول بیکدیگر در نظر گیریم فرض کنیم این دو مولکول یکی متعلق به گاز دیگری متعلق بدیواره ظرف باشد بعلاوه فرض میکنیم که مولکولها کروی و کاملاً الاستیک باشند. امتداد حرکت در موقع برخورد را برای محور  $ox$  اختیار میکنیم توده دو مولکول و سرعتهای آنها را قبل از برخورد بترتیب  $m_1 u_1 v_1 w_1$  و  $m_2 u_2 v_2 w_2$  نامیم چون برخورد در امتداد  $ox$  صورت میگیرد همه‌های سرعت موازی با محورهای  $Ox$  و  $Oy$  در نتیجه بر خورد تغییر نمیکند بنا بر این همه‌های سرعت پس از

Equipartition d'energie

بر خورد عبارت تقداز  $\bar{u} \quad v \quad w$  و  $v' \quad w'$  و  $\bar{u}'$

معادلات انرژی و مقدار حرکت بشکل ساده ذیل در میآید

$$27 \quad \frac{1}{\gamma} m u^2 + \frac{1}{\gamma} m' u'^2 = \frac{1}{\gamma} m \bar{u}^2 + \frac{1}{\gamma} m' \bar{u}'^2$$

$$28 \quad m u + m' u' = m \bar{u} + m' \bar{u}'$$

این روابط را میتوان بشکل ذیل نوشت

$$m (u^2 - \bar{u}^2) = - m' (\bar{u}'^2 - u'^2)$$

$$m (\bar{u} - u) = - m' (\bar{u}' - u')$$

با تقسیم روابط فوق عضو بعضو نتیجه میشود

$$\bar{u} + u = u' + u'$$

$$\bar{u}' - \bar{u} = - (u' - u)$$

از این روابط نتیجه میشود که سرعتها در موقع برخورد تغییر جهت داده اند میدانیم که در برخورد الاستیک این شرط محقق است .

چون روابط فوق الذکر را حل کنیم خواهیم داشت

$$29 \quad \begin{cases} (m + m') \bar{u} = (m - m') u + 2 m' u' \\ (m + m') \bar{u}' = - (m - m') u' + 2 m u \end{cases}$$

اگر چنانچه  $m$  توده مولکول مربوط بدیواره و  $m'$  توده مولکول گاز باشد در نتیجه بر خورد دو مولکول بیکدیگر دیواره انرژی در یافت میکنند که مقدار آن مساویست با :

$$30 \quad \frac{1}{\gamma} m (u^2 - \bar{u}^2) = \frac{1}{\gamma} m (\bar{u} - u) (\bar{u} + u) =$$

$$\frac{2 m m'}{(m + m')^2} (m' u' + m u) (u' - u) =$$

$$\frac{2 m m'}{(m + m')^2} \{ (m' u' + m u) + (m - m') u u' \}$$

موقعیکه برخورد روی میدهد سرعت مولکول متعلق بدیواره معکوست مثبت یا منفی باشد

این مولکول بطور کلی در امتداد  $ox$  حرکت دائم نداشته و ممکن آنیم صرفنظر از ارتعاشاتی که بطرف داخل و خارج روی میدهد تغییر نمیکند بنا براین مقدار متوسط سرعت  $u$  صفر خواهد شد بالنتیجه اگر عده زیادی بر خورد در نظر گیریم مقدار متوسط  $uu$  صفر است و مقدار متوسط انرژی که دیواره دریافت میکند معادلست با:

$$31 \quad \frac{2mm^1}{(m+m^1)^2} (\overline{m^1u^1{}^2} - \overline{mu^2})$$

در این رابطه  $\overline{mu^2}$  معرف مقدار متوسط  $mu^2$  است و خطوطیکه در بالای حروف گذارده ایم برای مشخص کردن مقادیر متوسط است .

چنانچه  $\overline{m^1u^1{}^2}$  از  $\overline{mu^2}$  بزرگتر باشد دیواره انرژی دریافت کرده و دمای آن بالا میرود و بالعکس اگر  $\overline{mu^2}$  بزرگتر باشد گاز انرژی در یافت میکند اگر تعادل دما برقرار است دیواره و گاز دارای دمای مساوی هستند دیواره نه انرژی داده و نه دریافت میکند . بنا براین

$$32 \quad \overline{mu^2} = \overline{m^1u^1{}^2}$$

اینک فرض کنیم دو نوع از گاز در ظرف محتوی است توده و سرعت مولکول نوع دوم را بوسیله  $w^1$  و  $u^1$  و  $v^1$  و  $m^1$  نمایش میدهیم . فرض کنیم تعادل دما برقرار و هر دو گاز با ظرف دارای دمای مشترکند بالنتیجه در اثر برخورد انتقال انرژی از دیواره بگاز و بالعکس روی نمیدهد و رابطه (۳۲) بشکل ذیل در میآید .

$$33 \quad \overline{mu^2} = \overline{m^1u^1{}^2} = \overline{m^1u^1v^1{}^2}$$

چون مولکولها در تمام جهات بتساوی در حرکتند میتوانیم بنویسیم

$$\overline{m^1v^1{}^2} = \overline{m^1w^1{}^2} = \overline{m^1u^1{}^2}$$

عین این روابط برای مولکولهای نوع دوم نیز نوشته میشود پس با توجه به رابطه (۳۳) خواهیم داشت



$$۳۴ \quad \frac{1}{\gamma} \overline{m^{11}(u^{112} + v^{112} + w^{112})} = \frac{1}{\gamma} \overline{m^1(u^1 + v^1 + w^1)}$$

بنا بر این وقتیکه دو گاز مخلوط شده اند در دمای مساوی انرژی سینتیک مولکولهای آنها مساویست. سرعت مولکولهاییکه توده آنها کمتر است بطور متوسط بیش از سرعت مولکول هائی است که توده آنها بیشتر است بطوریکه اختلاف سرعت تاثیر اختلاف توده را در میزان انرژی سینتیک جبران کرده و بالنتیجه انرژی سینتیک هر دو دسته بطور متوسط مساوی میشود.

مطالعه حرکات ستارگان در فضا موارد تشابه قابل توجهی بنا بر حرکت مولکولهای یک گاز نشان میدهد.

از جمله رابطه سرعت و توده اجرام سماوی تا حد معینی تابع اصل یکی پاری انرژی است بدینمعنی که ستاره های سبک با سرعت زیاد تر و ستاره های سنگین با سرعت کمتری در فضا حرکت میکنند بطوریکه انرژی سینتیک یک کوكب با جرم معینی تقریباً معادل انرژی سینتیک کوكب دیگری که جرمش بمراتب بسیار اولی تفاوت دارد میباشد.

نتیجه فرق یعنی تساوی انرژی سینتیک متوسط مولکولهای با توده های مختلف يك حالت خصوصی از اصل کلی است که تحت عنوان اصلی یکی پاری انرژی نامبرده شد.

تساوی انرژی سینتیک مولکولهای مختلف را میتوان بوسیله فورمول ۱۸ نیز نشان داد. فرض کنیم مخلوطی از گازها، مختلف داریم که مولکولهای هر يك دارای توده های  $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$  و  $m_{n+1}$  باشد میدانیم که پس از اختلاط گازها کاملاً مخلوط شده و تعادل حرارتی و فشار برقرار میشود.

چنانچه در باره این مخلوط نیز همان استدلال که در جمله ۷ برای تعیین

فانون توزیع سرعت برای گاز واحدی بیان شد تکرار کنیم همان فانون توزیع سرعت را برای هریک از گروپ های مولکول بدست میآوریم مثلاً فرمول

$$dn_v = 4n_v \sqrt{\frac{v}{\pi}} \left( \frac{h^3 m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{h^3 m v^2}{2\pi kT}} \cdot C_v \cdot dv$$

که برای عده مولکولهاییکه توده آنها  $m$  و سرعتشان میان  $C_v + dC_v$  واقع است بدست میآید برای مولکولهاییکه توده های آنها  $m_1$  و  $m_2$  و غیره است نیز میتوان بکار برد کافیست که اندیس  $m$  را به ۱ ۲ ۳ ۴ ..... تبدیل نمود. با توجه باینکه مقدار  $h$  برای همه اجسام یکی است (تعادل حرارتی) میتوان رابط ۱۹ را برای هریک از مولکولها نوشت

$$C_1^2 = \frac{3}{2hm_1} \quad C_2^2 = \frac{3}{2hm_2} \quad C_3^2 = \frac{3}{2hm_3} \quad \dots\dots\dots$$

$$\frac{m_1 C_1^2}{2} = \frac{m_2 C_2^2}{2} = \frac{m_3 C_3^2}{2} = \dots\dots\dots = \frac{3}{4h}$$

بطوریکه قبلاً دیدیم نظر بوجود تقارن مقادیر متوسط انرژی

$$\frac{1}{2} m w^2 \quad \frac{1}{2} m v^2 \quad \frac{1}{2} m u^2$$

مربوط به هریک از درجات آزادی مساوی و معادل  $\frac{1}{2} m C^2$  میباشد و

بالنتیجه میتوان گفت که انرژی متوسط مولکولی برای درجات مختلف آزادی بطور یکسان توزیع شده است (یکی باری انرژی) و مقدار انرژی برای هر درجه

$$\text{آزادی مساوی} \quad \frac{1}{2} m C^2 \quad \text{میباشد.}$$

۱۷ = دیر عددی سرعت متوسط مولکول - چون مقدار فشار و دانسیته

گاز را میتوان با آزمایش معلوم کرد بوسیله رابطه های  $P = \frac{1}{3} \rho C^2$  و

$C/c = 0.86$  میتوان مقادیر سرعت مربعی متوسط  $C$  و سرعت متوسط

$c$  را حساب کرد در جدول ذیل مقادیر مربوط به چند جسم درج شده است.

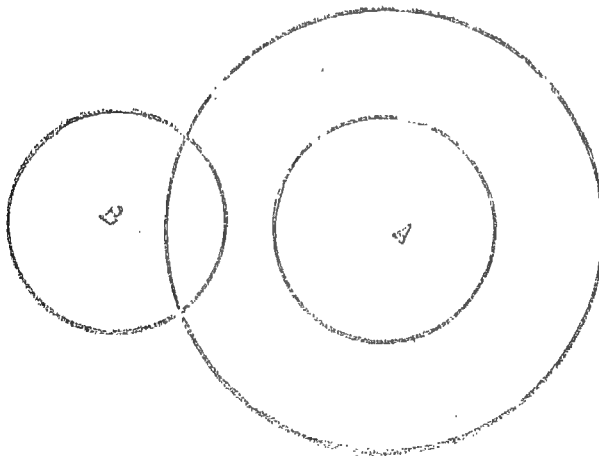
جدول ۱ - سرعت متوسط مولکولی در دمای صفر درجه سانتیگراد

اسم گاز	C. سرعت مربعی متوسط سانتیمتر در ثانیه	c. سرعت متوسط سانتیمتر در ثانیه
هیدروژن	۱۸۳۹۰۰	۱۶۹۴۰۰
هلیوم	۱۳۱۰۰۰	۱۲۰۷۰۰
بخار آب	۶۱۵۰۰	۵۶۵۰۰
نمزن	۵۸۴۰۰	۵۳۸۰۰
اکسید دوکربن	۴۹۳۰۰	۴۵۴۰۰
ازت	۴۹۳۰۰	۴۵۴۰۰
اتیلن	۴۹۳۰۰	۴۵۴۰۰
اکسیژن	۴۶۱۰۰	۴۲۵۰۰
آرگون	۴۳۱۰۰	۳۸۰۰۰
انیدرید کربنیک	۳۹۳۰۰	۳۶۲۰۰
کربن	۲۸۶۰۰	۲۶۳۰۰
گزنون	۲۲۷۰۰	۲۰۹۰۰
بخار جیوه	۱۸۵۰۰	۱۷۰۰۰
هوا	۴۸۵۰۰	۴۴۷۰۰
الکترون آزاد	$۱۱۱۴ \times ۱۰^۷$	$۱۰۲۶ \times ۱۰^۷$

## فصل پنجم

### پوش آزاد

۱۸ - پوش آزاد - فاصله ای را که يك مولکول میان دو برخورد متوالی می پیماید (پوش آزاد) خیالی متفاوت است ولی میتوان مقدار متوسط این فاصله ها را که پوش آزاد متوسط نامیده میشود حساب کرد  
 گرچه مولکولها کروی نیستند ولی در اولین تقریب میتوان در محاسبه پوش آزاد آنها را کروی شکل فرض کرد و بعلاوه فرض میکنیم که جنس آنها



شکل ۱۰

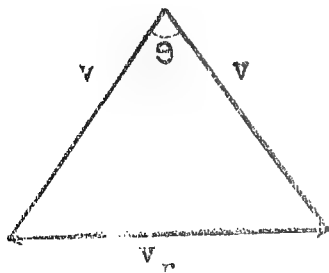
کاملاً الاستیک میباشد  
 قطر هر مولکول را با  
 حرف  $\sigma$  نمایش میدهیم  
 دو مولکول A و B  
 هوقتی بیکدیگر برخورد  
 میکنند که فاصله  
 مراکز آنها به اندازه  
 $\sigma$  شود چنانچه کره ای  
 به شعاع  $\sigma$  در هر مولکول

مولکول A در نظر گیریم. مراکز مولکولهای دیگر C, D, ... نمیتوانند در داخل این کره قرار گیرند

کره بشعاع  $\frac{1}{2}d$  را کره محافظت نام نهاده اند. میتوان تصور کرد هنگامیکه A در فضا حرکت میکند کره محافظت خویش را نیز جلو میراند اگر  $v$  سرعت این مولکول باشد (بدون فرض میکنیم این سرعت در یک ثانیه بدون تغییر است) حجمی را که این کره در یک ثانیه میپیماید مساوی  $\pi d^2 v$  میباشد اگر عده مولکولها در واحد حجم  $n$  باشد با فرض اینکه تنها مولکول A حرکت میکند و سایر مولکولها بیحرکتند کره محافظت با اندازه  $\pi d^2 v n$  برابر مراکز مولکولهای دیگر برخورد میکنند بنا بر این عده برخوردهای مولکول A با مولکولهای دیگر در هر ثانیه  $\gamma$  است چون مسافت مطلوبه  $v$  است پویش آزاد متوسط مساوی خواهد بود با:

$$\gamma = \pi d^2 v n \quad (35)$$

در واقع باید حرکت سایر مولکولها نیز ملحوظ گردد و بجای سرعت  $v$  سرعت نسبی متوسط  $\bar{v}_r$  دو مولکول در نظر گرفته شود. فرض کنیم مولکول B نیز با سرعت  $v$  حرکت میکند. سرعت نسبی در مولکول را میتوان بوسیله بردار  $\bar{v}_r$  نمایش داد. چنانچه زاویه دو امتداد حرکت  $\theta$  باشد داریم



$$\bar{v}_r = 2v \sin \frac{\theta}{2} \quad (36)$$

باید حد متوسط  $\bar{v}_r$  را برای تمام مقادیر

$\theta$  معلوم کرد.

سطح  $dS$  از کره محافظت را در نظر گیریم

احتمال اینکه B در امتداد واقع میان  $\theta$

شکل ۱۱

و  $\Theta + d\Theta$  بطرف  $dS$  نزدیک شود با زاویه جسمی در  $dS$  که بوسیله دو امتداد مذکور مفروز گردد متناسب است. زاویه جسمی مذکور بوسیله سطح منطقه ای که روی کره بشعاع واحد و محدود به زوای  $\Theta$  و  $\Theta + d\Theta$  جدا شود مشخص است. این سطح برابر است با

$$2\pi \sin \Theta \cdot d\Theta$$

بنا بر این برای اینکه حد متوسط کلیه مقادیر  $V_r$  را بدست آریم کافی است  $V_r$  را در  $2\pi \sin \Theta \cdot d\Theta$  ضرب کرده حاصل را از صفر تا  $\pi$  انتگرال بگیریم و نتیجه را بر  $4\pi$  قسمت کنیم

$$V_r = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi v \sin \Theta \cdot \frac{\Theta}{r} \times 2\pi \sin \Theta \cdot d\Theta =$$

$$v \int_0^\pi \sin^2 \Theta \cdot \frac{\Theta}{r} \cdot \cos \Theta \cdot d\Theta = \frac{4v}{r}$$

بنا بر این عده بر خورد ها در واقع عبارت است از  $\gamma = \pi n \cdot \frac{4v}{r} \cdot 6^2$  و

$$26 \quad 1 = \frac{\gamma}{\gamma_1} = \frac{v}{\frac{4}{r} \cdot v \cdot 6^2 \cdot n} = \frac{r}{4\pi 6^2}$$

در محاسبه دقیق تری باید بجای سرعت  $V_r$  سرعتی اختیار کرد که بر طبق قانون ماکس وِل بدست می آید در این صورت برای پویش آزاد رابطه ۳۷ نتیجه می شود

$$37 \quad 1 = \frac{1}{v^2 \cdot \pi 6^2 n}$$

برای گاز مشخصی پویش آزاد متوسط با عکس  $n$  و یا عبارت دیگر با عکس دانسیته  $(\rho = nm)$  متناسب است و بالتیجه در دمای ثابت برای گازی که مشابه گاز کامل باشد پویش آزاد با فشار متناسب است.

چون ۶ برای گاز های مختلف متفاوت است پس پویش آزاد به جنس گاز

نیز بستگی دارد.

ماکسویل در حالت عمومی و از جمله برای گازهای غیر خالص (موقعیکه در گازی که توده مولکولهای آن  $m$  است مولکولهای گز دیگر با توده  $m^1$  موجود باشد) محاسبه پویش آزاد را انجام داده

$$\text{چنانچه } 6_1 = \frac{6^1 + 6}{4} \text{ قطر متوسط دو نوع مولکول باشد، پویش آزاد}$$

متوسط مولکول با توده  $m^1$  از رابطه ذیل بدست میاید

$$38 \quad T^1 = \frac{1}{n\pi 6_1^2 \sqrt{1 + m^1/m}}$$

۱۹ - قانون توزیع پویش های آزاد - همانطور که سرعتهای مولکولها بطور کلی با سرعت متوسط تفاوت دارد و طبق قانون ماکسویل در اطراف این سرعت متوسط توزیع شده اند پویش های آزاد نیز بطور کلی با پویش آزاد متوسط تفاوت دارند و بر طبق قانون معینی در اطراف پویش آزاد متوسط توزیع میشوند .

مولکولهایی را در نظر گیریم که بدون برخورد فاصله  $x$  را به پیمایند فرض میکنم ضریب احتمال برای اینکه در پیمایش فاصله  $dx$  متعاقب فاصله  $x$  نیز برخورد روی ندهد برای تمام مولکولها یکسان باشد با توجه به اصطلاحات تئوری احتمالات میتوان این منظور را به عبارت ذیل بیان نمود :

ضریب احتمال برای عدم برخورد در مسیر  $dx + x$  از دو ضریب احتمال مستقل تشکیل شده

۱ - ضریب احتمال عدم وجود برخورد در مسیر  $x$  که آنرا با  $f(x)$

نمایش میدهیم

۲ - ضریب احتمال عدم وجود برخورد در مسیر  $dx$  متعاقب  $x$  این ضریب

بشکل  $adx$  - ۱ نمایش داده میشود زیرا احتمال برخورد در مسیر کوچک  $dx$

لذا ما مناسب با این مسیر است ( میتوان ضریب  $a$  را در اولین تقریب مقداری ثابت فرض کرد در واقع این ضریب از فاصله  $x$  مستقل است ولی ممکن است سرعت مولکول بستگی داشته باشد ) پس ضریب احتمال برای اینکه مولکول فاصله  $x$  و متعاقب آن فاصله  $dx$  را بدون برخورد به پیماید مساوی  $f(x) (-a dx)$  میباشد از طرف دیگر بنابه تعریفی که برای تابع  $f(x)$  کردیم این احتمال مساوی  $f(x+dx)$  است بنا براین :

$$f(x+dx) = f(x) + f'(x) dx = f(x) (1 - a dx)$$

$$f'(x) = -a f(x)$$

$$۳۹ \quad f(x) = b.e^{-ax}$$

که در آن  $b$  مقداری است ثابت .

برای تعیین  $b$  میتوان گفت موقعی که مسافت مطویه صفر باشد شاک نیست که برخورد روی نمیدهد در چنین حالتی مقدار ضریب احتمال که در حالت یقین

$$\text{است مساوی يك است پس برای } x=0 \text{ داریم } f(x) = ۱$$

$$\text{از این رو نتیجه میشود } b=۱$$

برای تعیین  $a$  میتوان بطریق ذیل عمل کرد : فرض کنیم عده برخوردهای يك مولکول در ثانیه  $y$  باشد  $y$  معرف عده پویشهای آزاد این مولکول در ثانیه نیز میباشد میان این پویش ها عده ای طولشان از  $x$  زیادتر است این عده را میتوان با عبارت ذیل نمایش داد .

$$y f(x) = y e^{-ax}$$

همچنین میتوان عده پویشهایی که طولشان میان  $x$  و  $x+dx$  است از روابط ذیل بدست آورد



$$\int \gamma e^{-ax} = \gamma e^{-a(x+dx)} = \gamma e^{-ax} (1 - e^{-a \cdot dx})$$

$$= \gamma a dx e^{-ax}$$

چون  $e^{-a \cdot dx}$  را بوسیله فورمول ماک لورن بسط داده و نظر بکوچکی

$a \cdot dx$  بجملة اول قناعت کنیم رابطه فوق بشکل  $\gamma a \cdot e^{-ax} dx$  در میاید

جمع طولهای این پویشها برابر است با  $\gamma a x \cdot dx \cdot e^{-ax}$

چنانچه این جمع را شامل تمام مسیر هائیکه در یک ثانیه پیموده شده بنمائیم از

رابطه ذیل سرعت مولکول بدست میاید

$$v = \gamma a \int_0^{\infty} e^{-ax} x \cdot dx = \frac{\gamma}{a} \quad ۳۹$$

پویش آزاد متوسط عبارت است از

$$a = \frac{1}{l} \text{ و } l = \frac{v}{\gamma} = \frac{1}{a} \quad ۴۰$$

بالنتیجه ضریب احتمه -ال برای اینگونه مولکولی بدون برخورد مسیر  $x$  را به پیماید  $f(x)$  است

$$f(x) = e^{-ax} = e^{-x/l} \quad ۴۱$$

که در آن  $l$  پویش آزاد متوسط است .

بنا به فورمول فوق اگر  $N$  مولکول با سرعت مشترک  $C$  در لحظه معینی

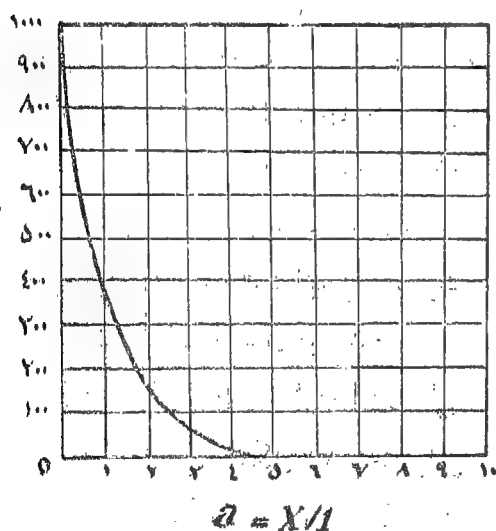
حرکت کنند پس از پیمایش طول  $x$  عده ائیکه هنوز برخورد نکرده اند  $e^{-x/l}$  خواهد بود

در جدول ذیل عده مولکولها نسبت به مقادیر مختلف پویش با فرض  $N=100$

حساب شده است

0.32	0.25	0.2	0.1	0.02	0.01	0	x/l
72	78	82	90	98	99	100	$-x/l$ Ne
	4.16	4	3	2	1	0.5	x/l
	1	2	5	14	37	61	$-x/l$ Ne

از روابط فوق نتیجه میشود عده مولکولهاییکه پوش آزاد آنها از 1 بزرگتر است خیلی محدود است مثلاً يك مولکول روی ۱۴۸ مولکول دارای پوش آزاد بیش از پنج برابر 1 است يك مولکول روی ۲۲۰۱۷ دارای پوش آزادی



$$a = x/l$$

شکل ۱۲

ده برابر 1 و يك مولکول روی  $10^{42} \times 27$  دارای پوش آزادی صد برابر 1 میباشد.  
شکل ۱۲ منحنی نمایش تغییرات  $f(x) = e^{-x/l}$  است بطوریکه از روی این منحنی مشاهده میشود از هر از مولکول که پاره دار  $x=0$  شروع حرکت کرده اند ۳۷۵ عدد فاصله  $x=1$  یا  $\frac{x}{l}=1$

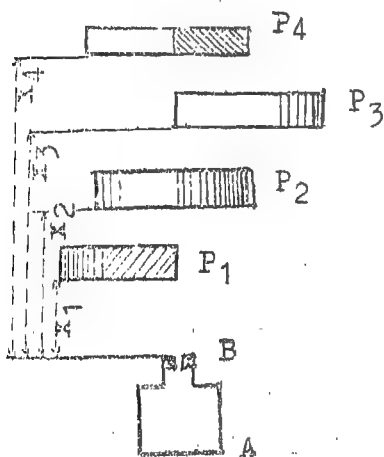
را بیموده اند و ۶۷۰ مولکول تا فاصله  $\frac{x}{l} = 0.4$  یا  $x = 0.4l$  رفته اند

و ۱۸ مولکول تا فاصله  $\frac{x}{l} = 4$  یا  $x = 4l$  رفته اند این منحنی پخش بی

نشان میدهد که نقطه مربوط به  $x = l$  مرکز ثقل منحنی است و پوششهای آزاد در اطراف این نقطه توزیع شده اند.

۳۰ - تعیین تجربی پوشش آزاد - در فصل ششم خواهیم دید با استفاده از روابطی که برای تعیین یک عده از ضرایب فیزیکی از قبیل ضریب غطالت - ضریب پراش گاز - ضریب هدایت گرما - ..... که بوسیله اصول تئوری سینتیک بدست آمده و با سنجش ضرایب مذکور میتوان مقادیر عددی پوشش آزاد را حساب کرد.

در فصول دیگر روابطی بدست خواهیم آورد که بدان وسیله شعاع مولکولها را میتوان حساب کرد با داشتن شعاع مولکولها پوشش آزاد از رابطه ۳۷ نتیجه میشود. در اینجا بذکر دو آزمایش که صحت نتایج حاصل از مطالعه



شکل ۱۴

نظری را مستقیماً نشان میدهد میپردازیم.

ماکس بورن، Max Born ۲۴ با سنجش دانسیته نقره رسوب شده روی صفحه‌هایی که در فواصل مختلف در مسیر اشعه‌انمایی نقره قرار داده صحت قوانین مربوط به پوشش آزاد را نشان میدهد.

از دهانه باریک B یک کوره الکتریکی (لوله کوآرتز) شکل ۱۳ شعاعهای اتم نقره خارج میشود داخل دستگاه و

با فشار خیلی کم است. بالای سوراخ B چهار صفحه برنجی یکی بالای دیگری و بفاصله یکسانتر از یکدیگر قرار دارد وسط صفحه‌های برنجی سوراخ دایره‌ای شکل تعبیه شده است مراکز هر چهار سوراخ در امتداد خطی که از مرکز B عبور میکند واقع است. شعاعهایی که از B خارج میشود میتوانند از این سوراخها آزادانه عبور کنند. چهار صفحه شیشه‌ای  $P_1, P_2, P_3, P_4$  بشکل قطاع دایره روی چهار صفحه برنجی گذارده شده بطوریکه مراکز قطاع‌ها بر مرکز سوراخها منطبق است هر یک از چهار قطاع در ۹۰ درجه بعد از قطاع قبلی قرار دارند بدین طریق هر یک از شیشه‌ها  $\frac{1}{4}$  راه شعاعهای اتمی را که از سوراخها عبور میکنند سد میکنند بدین وسیله پرده‌هایی در فواصل مختلف در سر راه اتمها موجود است.

هنگام آزمایش صفحات برنجی را بوسیله هوای مایع سرد میکنند. لوله A بدستگاه تخلیه و وسائل سنجش فشار مربوط است و میتوان در داخل دستگاه فشار مقتضی برقرار نمود. در لوله A نقره را تحت فشارهای مختلف تبخیر میکنند اشعه اتمی ضمن عبور از سوراخهای مذکور روی شیشه‌های سردیکه در فواصل مختلف سر راه آنها گذارده شده رسوب میکند با وسائل فوتو دانسیته رسوب نقره را روی هر یک از پلاکها اندازه میگیرند چنانچه قانون توزیع پوششهای آزاد صحیح باشد برای دانسیته D روی پلاکی که در فاصله x از مبدأ قرار

$$D = D_0 e^{-x/l} \quad \text{ا دارد باشد به باشیم}$$

در این رابطه x فاصله صفحه و مبدأ B و l پوشش آزاد متوسط است برای اینکه از تاثیر منبسط شدن شکل هندسی اشعه نیز جلوگیری شود برن بطریق ذیل عمل کرده است.

مقدار دانسیته  $d_1$  را هنگامیکه هیچ گازی در محفظه وجود ندارد و پوشش

آزاد برابر طول اطاق آزمایش بوده است سنجیده است همچنین مقدار دانسیته روی همین پلاك ولی هنگامیکه در اطاق گاز وجود دارد و پویش آزاد است سنجیده شده. برای پلاك که در فاصله  $x_1$  از نقطه B قرار دارد داریم

$$D_1 = d_1 e^{-x_1/l}$$

چون این عمل را برای پلاك دیگری که در فاصله  $x_2$  از مبدا قرار دارد

$$D_2 = d_2 e^{-x_2/l}$$

نجام دهیم خواهیم داشت

از دو رابطه فوق نتیجه میشود

$$\frac{D_1}{D_2} \times \frac{d_2}{d_1} = e^{(x_2 - x_1)/l}$$

۴۲

$$= \frac{x_2 - x_1}{\text{Log} \left( \frac{D_1}{D_2} \times \frac{d_2}{d_1} \right)}$$

در آزمایشهای بورن  $x_2 - x_1 = 1$  بوده است در يك سری

از آزمایشها موقعیکه فشار ۰.۰۰۵۸ میلیمتر بوده نتیجه حاصل برای پویش

آزاد  $1 = ۱۷$  سانتیمتر است

موقعیکه فشار ۰.۰۰۴۵ میلیمتر بوده نتیجه حاصل برای پویش آزاد

$1 = ۲۴$  سانتیمتر است

با ملاحظه اشکالات آزمایش میتوان گفت که ثابت بودن حاصل ضرب  $pI$

با تقریب کافی نتیجه شده است. چون مقدار  $I$  مربوط به فشار جوی را حساب

کنیم اعداد  $1 = ۱۳ \times ۱۰^{-۵}$  و  $1 = ۱۴ \times ۱۰^{-۵}$  نتیجه میشود

نتایج حاصل برای  $I$  از سنجش ضریب غلظت هوا  $1 = ۰.۹۹ \times ۱۰^{-۵}$

و از سنجش ضریب غلظت در بخار جیوه که گازی يك اتمی و مشابه بخار نقره

است  $I = 2 \times 10^{-5}$  میباشد بنا بر این نتیجه حاصل برای پویش آزاداتم نقره در هوا که با سنجش مستقیم بدست آمده با ملاحظه اشکال آزمایش کاملارضایت بخش است .

بیبلز (۴۱) F. Bielz به منظور تعیین 6 در موقع برخورد اتمهای نقره و مولکولهای ازت آزمایشهای برن را با دقت فراوان تکرار کرده است پویش آزاد را بوسیله رابطه  $D_x^n = D_0 e^{-x/l}$  حساب کرده است و بازای مقادیر ۲۲ و ۳۲ و ۴۲ میلیمتر برای x نتایج ذیل را برای حاصل ضرب pl بدست آورده است .

۰.۰۱۳۲    ۰.۰۱۰۴    ۰.۰۰۹۷    ۰.۰۱۰۹    ۰.۰۰۹۴    ۰.۰۰۹۴۵  
 که حد متوسط آن ۰.۰۰۹۸ میباشد از آزمایشهای بیبلز برای حرکت اتمهای نقره در ازت در فشار جوی پویش آزاد مساوی  $1.29 \times 10^{-5}$  نتیجه میشود با ملاحظه اشکال آزمایشها میتوان نتایج تجربی حاصل را دلیل کافی بر صحت نتایج نظری دانست .

## فصل ششم

### توضیح بعضی از پدیده های فیزیکی بوسیله ضربه های مولکولی و پویش آزاد

۲۱ - بوسیله مطالعه ضربه های مولکولی و پویش آزاد میتوان بسیاری از پدیده های فیزیکی از قبیل غلظت - رسانائی گرمائی - پراکنده شدن گاز ..... را توضیح داد

هنگام حدوث برخورد میان دو مولکول انرژی - مقدار حرکت و توده محفوظ میماند انرژی خلق نشده و از بین نخواهد رفت يك مقدار انرژی از یکی از مولکولهای برخورد کننده به دیگری منتقل میشود بنا بر این مولکولهای متحرک ممکنست مانند حاملین انرژی تلقی شوند که در موقع برخورد انرژی خود را بیکدیگر منتقل میکنند .

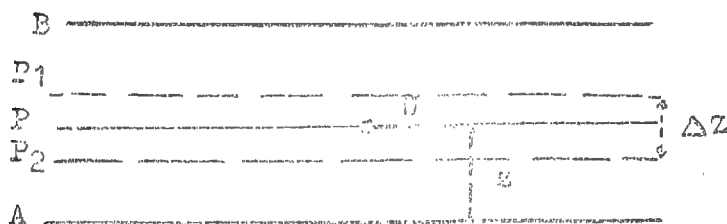
مطالعه این نقل و انتقال انرژی در نتیجه برخورد های متوالی وسیله توضیح پدیده رسانائی گرما در يك گاز است .

چنانچه انتقال مقدار حرکت را مورد مطالعه قرار دهیم میتوانیم غلظت یا اصطکاک داخلی را توضیح دهیم زیرا بطوریکه خواهیم دید در نتیجه وجود غلظت

است که دو لایه مجاور از شاره ای متمایل باحراز سرعت مشترك میشوند و این کیفیت در نتیجه انتقال مقدار حرکت از لایه ای بالای دیگر روی میدهد . بالاخره مطالعه حرکت مولکولها وسیله توضیح پدیده پراش است .

۴۴ - غلظت یا اصطكاك داخلی گازها (viscosity) درون گاز در صفحه موازی A و B که دارای سطحی وسیع باشند در نظر گیریم . فرض میکنیم تیغه A ثابت و صفحه B در سطح خود حرکت میکند . آزمایش نشان میدهد که صفحه A تحت تاثیر قرار میگیرد

چون گاز مانند یک شاره کامل نیست مانند آنست که گاز بصفحه متحرك چسبیده و در نتیجه وجود اصطكاك داخلی حرکت بتدریج در تمام گاز منتقل میشود تا آنجا که صفحه ثابت نیز تحت تاثیر قرار میگیرد



شکل ۱۴

بنا بمعادله بنیادی دینامیک مقدار عددی نیروئیکه روی توده مشخصی تاثیر میکند مساوی تغییرات مقدار حرکت این توده در واحد زمان است . چون قسمتی از گاز که در بالای یک سطح که بفاصله  $h$  از سطح A قرار دارد روی قسمت گاز که در زیر این سطح واقع است یا تاثیر شتاب دهنده وارد میکند و بر عکس تحت تاثیر نیروی مبطئه قسمت اخیر قرار میگیرد پس میان دو منطقه مقدار حرکت معادله میشود. جمع جبری مقادیر حرکتی که در واحد زمان از واحد سطح مذکور



که آنرا  $P$  نامیم عبور میکند میزان نیروی اصطکاک داخلی را بدست میدهد. میتوان ثابت کرد هنگامیکه رژیم دائمی برقرار است سرعت لایه های مختلف گاز متناسب با فاصله  $z$  آنها از سطح ثابت  $A$  است یعنی در یک سطح  $P$  که فاصله آن تا سطح  $A$   $z$  است سرعت کششی گاز به شکل  $U = az$  است ( $a$  عددیست ثابت) قسمت گاز که بالای سطح  $P$  قرار دارد روی قسمتی که در پایین  $P$  است نیروی شتاب دهنده ای وارد میکند که میزان آنرا نسبت بواحد سطح  $P$  میتوان به شکل

$$F = \gamma a = \gamma \frac{dU}{dz} \quad ۴۳$$

نوشت  $\gamma$  ضریب غلظت یا ضریب اصطکاک داخلی گاز نام دارد.

علت پیدایش این نیرو را میتوان بطریق ذیل توضیح داد

فرض کنیم یک مولکول که در سطح  $P_1$  ضربه بخورد وارد میشود ضربه ثانوی را در سطح  $P_2$  ببیند و فاصله این دو سطح  $\Delta z$  باشد ضربه اخیر باید بطور متوسط سرعت  $V_x$  مولکول را در امتداد کشش با اندازه  $\Delta V_x = \Delta U = a \Delta z$  زیاد کند بنا بر این باید میان مولکول و بقیه گاز نیروی  $f$  موازی با سرعت  $U$  موثر باشد که مقدار آن در هر لحظه بوسیله رابطه  $f \cdot dt = m d(V_x)$  مشخص شود چنانچه از این رابطه در زمان  $\Delta t$  ضربه انتگرال بگیریم خواهیم داشت  $\int f \cdot dt = m \Delta V_x = m \cdot a \Delta z$  معادل جمع نیروی مربوط به یک از مولکول ها است.

$$F = \sum f \cdot dt = a \sum m \cdot \Delta z$$

برای محاسبه نیروی کلی وارد بر قسمتی از گاز که پایین سطح  $P$  واقع است باید جمع فوق را نسبت به تمام مولکول ها بیند، در واحد زمان از این سطح

عبور میکنند حساب کرد .

بطور تقریب میتوان فرض کرد اگر در واحد حجم  $n$  مولکول موجود باشد يك سوم از این مولکولها بطور عمود بر  $P$  حرکت میکنند و دو ثلث در دو امتداد عمود دیگر تنها د سته اولی از سطح  $P$  عبور میکنند چنانچه سرعت متوسط آنها را  $V_m$  فرض کنیم عده مولکولهاییکه از واحد سطح عبور میکنند مساوی  $\frac{1}{3} n V_m$  خواهد بود بالا خره میتوان گفت که فاصله  $\Delta z$  همواره مساوی پویش آزاد متوسط  $l$  است در نتیجه خواهیم داشت

$$F = \frac{1}{3} \cdot n V_m \cdot a \cdot m \cdot l \quad ۴۴$$

چون رابطه ۴۳ را با رابطه ۴۴ مقایسه کنیم نتیجه میشود

$$\gamma = \frac{1}{3} \cdot n m V_m l = \frac{1}{3} \cdot p V_m \quad ۴۵$$

برای محاسبه دقیقه تر باید در واقع بجای  $V_m$  قانون توزیع سرعت در اطراف سرعت متوسط  $V_m$  را بکار برد و بجای پویش آزاد متوسط قانون توزیع پویش آزاد در اطراف پویش آزاد متوسط را بکار برد نتیجه حاصل باز بشکل

$$\gamma = k p V l$$

است ولی مقدار عددی  $k$  مساوی ۰.۴۹۹ میباشد . اگر بجای  $l$  مقدارش

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi} \delta^2 n}$$

را بگذاریم خواهیم داشت

$$\gamma = \frac{0.499 \cdot n \cdot m \cdot v}{\sqrt{2\pi} \delta^2 n} = \frac{0.499 \cdot m \cdot v}{\sqrt{2\pi} \delta^2} \quad ۳۶$$

بوسیله آزمایش چه با طریقه دو صفحه که در بالا ذکر شد وجه بار و شهای دقیقه تر مانند مطالعه جریان شاره از يك لوله موئی شکل (جمله ۷۳) میتوان مقدار عددی ضریب اصطکاک داخلی  $\gamma$  را برای گاز های مختلف تعیین کرد .

با داشتن  $\gamma$  و سرعت متوسط  $V_{III}$  بوسیله رابطه ۴۵ میتوان پویش آزاد متوسط ۱ را حساب کرد نتیجه محاسبه در شرائط عادی میزان پویش آزاد متوسط را برای ئیدروژن  $10^{-6} \times 158$  و برای هوا  $10^{-6} \times 85$  بدست میدهد در جمله های بعد رابطه دیگری میان مقدار ۱ و ضرایب فورمول واندروالز بدست خواهیم آورد بدینوسیله میتوان با داشتن ۱ مقدار ۶ یعنی قطر مولکولها را حساب کرد .

با در دست داشتن پویش آزاد متوسط مولکولها میتوان عده بر خوردهای که در هر ثانیه روی میدهد در همین زمان متوسط پیمایش مسیر را حساب کرد این زمان برای هوا در شرایط عادی  $10^{-10} \times 19.3$  ثانیه است . چنانچه هوا در صفر درجه و با فشار نیم میلیمتر جیوه باشد زمان مذکور در حدود  $10^{-7} \times 2$  ثانیه است

۴۳ - تاثیر فشار در ضریب غلظت در جمله ۱۸ دیدیم که پویش آزاد متوسط با عکس دانسیته متناسب است اگر دمای گاز ثابت باشد ضریب اصطکاک داخلی از دانسیته گاز مستقل خواهد بود و در چنین حالتی از فشار مستقل است صحت این نتیجه که ظاهراً غیر منتظر است بوسیله آزمایش های چند در فشارهای متوسط ( از چند میلیمتر جیوه تا چند اتمسفر ) ثابت شده است و خود دلیلی بر صحت اصول تئوری سینتیک میباشد

در فشار های خیلی زیاد یا فشارهای خیلی کم میزان فشار در ضریب  $\gamma$  موثر است ولی این کیفیت دلیل بر عدم صحت نتیجه فوق نمیشود زیرا در محاسباتیکه منجر به حصول نتیجه مذکور شد از نیروهای داخلی و تاثیر مولکولها روی یکدیگر صرف نظر شد در صورتیکه در فشارهای زیاد نمیتوان از این نیروها صرف نظر کرد از طرف دیگر در فشار های خیلی کم در حدود یک هزارم میلیمتر که بسهوات میتوان ایجاد نمود میزان پویش آزاد در حدود ۱۰ سانتیمتر است این فاصله

ممکنست از ابعاد ظرف زیادتر باشد بنا بر این مولکول بدون برخورد تمام فضا را میپیماید و بنا بر خورد بدو ابعاد صورت خواهد گرفت و اگر چنانچه مولکول جای کافی برای پیمایش پویش آزاد ۱ نداشته باشد با توجه به نحو استدلالی که برای پیدا کردن رابطه ۴۵ نمودیم نتیجه حاصل از این فورمول برای ضریب غلظت صحیح نخواهد بود. بدون اینکه به تفصیل بحث این تئوری پردازیم همینقدر متذکر میشویم که نتایج حاصل از آزمایش و نتایج حاصل از محاسبه بوسیله فورمولهایی که با در نظر گرفتن نکات فوق الذکر تنظیم شده با تقریب کافی متوافق است. برای نمونه جدول ۲ را که در آن تغییرات ضریب غلظت نسبت به دانسیته در فشارهای مختلف برای ازت در پنج-ه درجه سانتیگراد قید شده است درج میکنیم در ستون دوم مقادیر  $\gamma$  بنا به آزمایشهای میشل و گیپسون (۳۵ م) Michel درج شده و در ستون سوم مقادیر  $\gamma$  که از محاسبه بر طبق فورمول تئوری انسکوگ Enskog (۱۸ م) بدست آمده درج شده است از طرف دیگر چنانچه پویش آزاد در نتیجه ابعاد محدود ظرف نتواند از یک مقدار  $10$  زیاد تر شود بنا به رابطه ۴۵  $\gamma$  نمیتواند از  $1/3 \text{ k/vl}_0$  بزرگتر شود بنا بر این با نقصان ۱ مقدار  $\gamma$  نیز کم میشود تجربه نقصان ضریب غلظت را در فشارهای خیلی کم نشان میدهد

۴۴ - تاثیر دما بر ضریب غلظت - چون سرعت متوسط مولکولی باریشه دوم دمای مطلق متناسب است از رابطه 
$$\gamma = \frac{0.499 \text{ mv}}{\sqrt{2\pi 6^3}}$$
 نتیجه میشود که ضریب  $\gamma$  تابع دما است و چنانچه مولکولها کره هائی کاملاً الاستیک باشند ضریب غلظت باریشه دوم دمای مطلق متناسب خواهد بود.

تجربه نشان میدهد تغییر  $\gamma$  با افزایش دما بیش از آنست که ذکر شد در واقع چنین هم باید باشد زیرا فرض اینکه مولکولها کره هائی هستند

جدول ۲

ضریب غلظت ازن در پنجاه درجه سانتیگراد در فشارهای مختلف

نتیجه محاسبه $\gamma \times 10^6$	نتیجه آزمایش $\gamma \times 10^6$	فشار بحسب اتمیسفر
۱۸۱	۱۹۱٫۳	۱۵٫۳۷
۱۹۰	۱۹۸٫۱	۵۷٫۶۰
۲۰۵	۲۰۸٫۸	۱۰۴٫۵
۲۲۴	۲۳۷٫۳	۲۱۲٫۴
۲۶۶	۲۷۳٫۷	۳۲۰٫۴
۳۰۸	۳۱۲٫۹	۴۳۰٫۲
۳۴۸	۳۵۰٫۹	۵۴۰٫۷
۳۸۰	۳۷۸٫۶	۶۳۰٫۴
۴۱۸	۴۱۶٫۳	۷۴۲٫۱
۴۵۵	۴۵۵٫۰	۸۵۴٫۱
۴۹۲	۴۹۱٫۳	۹۶۵٫۸

الاستیک فرضی است تقریبی و بنا بر این نتایج حاصل از این فرض نیز باید نتایجی تقریبی تلقی شود و در مواقع لزوم در فورمولهای حاصل اصلاح لازم بعمل آید. بنا بر نتایج تجربی وفق دهد.

از جمله اصلاحی که باید منظور شود موضوع تاثیر دما در مقدار  $\phi$  است بطوریکه در جمله ۱۸ متذکر شدیم برخورد موقعی روی میدهد که سطح کره محافظ (کره بشماع  $\phi$ ) از مرکز مولکول دیگری عبور کند و یا بعبارت دیگر مقدار  $\phi$  بفاصله متوسط تقارب مولکولها در موقع برخورد بستگی دارد شک نیست که این فاصله به نیروهای جاذبه و دافعه موجود میان مولکولها و همچنین بانرژی جنبشی مولکولها بستگی دارد چون افزایش دما مرادف با افزایش انرژی جنبشی و بالتبعه افزایش سرعت است در نتیجه افزایش سرعت نیز آن نفوذ هر مولکول در موقع برخورد در میدان نیروی مولکول دیگر را کمتر و دما میشود و مانند آنست که ابعاد مولکولها را کم کند.

بنابر این اگر چنانکه در لکولیای گازی را که بوسیله میدان نیروی احاطه شده اند بخواهیم به کره های الاستیک تشبیه کنیم باید فرض کنیم که ابعاد مولکولها با تغییر درجه حرارت تغییر میکند و چون دما زیاد شود مولکولها کوچک میشوند با این فرض ملاحظه میشود که تغییر  $\gamma$  در نتیجه تغییر دما هم از لحاظ این است که با تغییر دما سرعت  $v$  تغییر میکند و هم از لحاظ اینکه با تغییر دما  $\phi$  تغییر میکند بالتبعه این تغییر فقط با ریشه دوم دما متناسب نبوده و خیلی سریعتر است.

با در نظر گرفتن قوانین معرف میدان نیروی موجود در اطراف مولکولها

و ملاحظه نکات فوق الذکر میتوان فورمول‌هایی که تغییرات  $\gamma$  را نسبت به تغییر دمای  $T$  بدست میدهد. تنظیم کرد و بر عکس مطالعه تجربی تغییرات  $\gamma$  نسبت به دما وسیله‌ای است برای مطالعه میدانهای نیرو که مولکولها را احاطه میکند مطالعات بسیاری در این زمینه بعمل آمده است. در اینجا فقط بذکر فورمول سوترلند Sutherland قناعت میکنیم

$$\gamma = \gamma_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^2 \frac{C+T_0}{C+T}$$

$\gamma$  ضریب غلظت در  $T_0 = 273.2$  و  $C$  مقداری است یا یا . در جدولهای ۳ و ۴ که بوسیله برایش باخ Breitenbach (۴۷) تنظیم شده مقادیر تجربی و مقادیر حاصل از محاسبه درج شده است بطوریکه ملاحظه میشود نتایج با تقریب کافی متوافق است. مطالعه دقیق تری نشان میدهد که فورمول سوترلند در دماهای خیلی پست برای گاز هائیکه دمای بحرانی آنها خیلی کم است از قبیل هیدروژن و هلیوم و غیره صادق نیست و برای این منطقه دما بهتر است از فورمولهای دیگری مانند فورمول هائیکه چاپمن و انسگوگ بکار برده اند استفاده نمود. در بسیاری از مواقع میتوان از رابطه ساده تر ذیل

$$\gamma = \gamma_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^n \quad (47 \text{ ب})$$

استفاده نمود  $\gamma_0$  ضریب غلظت در صفر درجه سانتیگراد است . مقدار  $n$  را با آزمایش برای هر گاز در منطقه دمای مورد نظر تعیین میکنند . در جدول ۵ مقادیر  $n$  که با آزمایش برای یکمده از گازها بدست آمده درج شده است .

جدول ۳ اتیلن

درجه سانتیگراد	آزمایش	محاسبه
-۲۱۲	۰.۰۰۰۰۸۹۱	۰.۰۰۰۰۸۹۰
۱۵۰	۱۰۰۶	۱۰۱۲
۹۹۳	۱۲۷۸	۱۲۷۸
۱۸۲۴	۱۵۳۰	۱۵۱۹
۳۰۲۰	۱۸۲۱	۱۸۳۳

جدول ۴ ایندرید کربنیک

to C	آزمایش	محاسبه
-۲۰۷	۰.۰۰۰۱۲۹۴	۰.۰۰۰۱۲۸۴
۱۵۰	۱۴۵۷	۱۴۶۲
۹۹۹	۱۸۶۱	۱۸۵۷
۱۸۲۴	۲۲۲۱	۲۲۱۶
۳۰۲۰	۲۶۸۲	۲۶۸۶



جدول ۵ مقادیر  $n$  از فورمول ۴۷ ب

گاز	$n$	گاز	$n$
نیدرژن	۰٫۶۹۵	هوا	۰٫۷۶۸
هلیوم	۰٫۶۴۷	اکسیژن	۰٫۸۱۴
نئون	۰٫۶۵۷	ارگن	۰٫۸۲۳
ازت	۰٫۷۵۶	اکسید د ازت	۰٫۸۹۰
اکسید دوکربن	۰٫۷۵۸	ایندرید کربنیک	۰٫۹۳۵
		کالر	۱٫۰
		اسید کالریدیک	۱٫۰۳

۴۵ انتقال انرژی - فرض میکنیم بهر مولکول يك عظمت غیر مشخصی ( $\theta$ ) مربوط است که مقدار آن در تمام گاز یکسان نبوده و از منطقه ای به منطقه دیگر تغییر کند در گاز سطحی مانند  $P$  در نظر گرفته میخوایم مقدار  $G$  را (که در نتیجه جنبش مولکولی) در واحد زمان از واحد سطح  $P$  عبور میکند حساب کنیم.

فرض میکنیم مقدار متوسط  $G$  برای تمام مولکولهای واقع در سطح  $P$  (موازی با سطح  $yx$ ) یکی است و مقدار آن متناسب با ارتفاع  $z$  میباشد

$$G = az \quad \text{و} \quad a \text{ مقداری است ثابت} \quad \therefore \quad \frac{dG}{dz} = C \quad \therefore \quad a = \frac{dG}{dz}$$

يك مولکول که از سطح  $P$  عبور میکند و با محور  $yz$  زاویه  $\theta$  تشکیل میدهد آخرین ضربه را در يك سطح با ارتفاع  $z = 1.080 \theta$  دیده است فرض کنیم که پویش آزاد تمام مولکولها با اندازه پویش آزاد متوسط  $\lambda$

است این موکول باندازه

$$az' = (z-1.\cos.\theta) \frac{dG}{dz}$$

از عظمت  $G$  با خود منتقل میکند.

چنانچه  $n$  دانسیته مولکولی گاز باشد عده مولکولهایی که سرعت آنها با

$$oz \text{ زاویه واقع میان } \theta \text{ و } \theta + d\theta \text{ تشکیل میدهد مساوی } \frac{n.\sin.\theta. d\theta}{2}$$

است (زاویه جسمی در فضای مخروطی حلقه‌ای شکل واقع میان دو مخروط زاویه  $\theta + d\theta$  و  $\theta$  مساوی است با  $2\pi \sin.\theta.d\theta$ ) عده مولکولهایی که از واحد سطح  $P$  در واحد زمان عبور میکنند  $an$  عادل عده مولکولهایی از طبقه مورد نظر است که در یک استوانه مایل با تمایل  $\theta$  بقاعده یک و بارتفاع  $v.\cos.\theta$  محتوی است یعنی

$$48 \quad dn = \sqrt{2}.nv.\sin.\theta.\cos.\theta.d\theta$$

بنا براین مقدار کالی  $G$  که از واحد سطح  $P$  در واحد زمان بطرف  $z$

نزولی عبور کرده است معادل خواهد بود با

$$F = - \int_0^\pi (z-1.\cos.\theta) \frac{dG}{dz} \cdot \frac{nv}{2} \sin.\theta \cos.\theta.d\theta$$

$$49 \quad F = \frac{nv}{2} \cdot \frac{dG}{dz} \left\{ \int_0^\pi \cos^2.\theta.\sin.\theta.d\theta - \right.$$

$$\left. \sqrt{2} \int_0^\pi z.\sin.\theta.\cos.\theta.d\theta \right\} = \frac{nv}{2} \cdot \frac{dG}{dz}$$

چنانچه  $G$  معرف مقدار حرکت  $mu$  موازی  $ox$  باشد داریم

$$F = \frac{v \ln}{3} \cdot m \frac{dU}{dz} = \frac{nmv \ln a}{3}$$

این همان رابطه ۴۴ است که برای تعیین ضریب غلظت  $\gamma$  به دست آوردیم.

۴۶ - رسانائی گرمائی - يك مولكول که مسافت  $l$  را با سرعت  $C$  و انرژی  $F$  آزادانه میپیماید در واقع مانند آنست که انرژی  $T_0$  را در فاصله  $l$  منتقل کرده است. بالنتیجه از نقاطی که انرژی زیاد تر است به نقاطی که کمتر است انرژی منتقل میشود و یا بعبارت دیگر از نقاطی که دما زیاد تر است به نقاطی که دما کمتر است مقدار گرمائی منتقل میشود.

چنانچه فرض کنیم  $G$  معرف انرژی متوسط مولکولی در سطح بارتفاع  $z$  است بوسیله رابطه ۴۹ میتوان معادله رسانائی گرمائی (Conductibility) گاز را بدست آورد.

فرض کنیم تغییرات دمای مطلق  $T$  نسبت بارتفاع  $z$  سطح  $P$  تابع قانون ذیل باشد

$$T = T_0 + z \frac{dT}{dz}$$

که در آن  $\frac{dT}{dz}$  مقداری است ثابت.

در واحد زمان از واحد سطح  $P$  مقداری گرمائی  $Q$  عبور میکند

$$Q = k \frac{dT}{dz}$$

ضریب  $k$  بنا به تعریف ضریب رسانائی گرمائی گاز نام دارد.

از طرف دیگر اگر  $C_v$  گرمایی ویژه در گنج بایا باشد انرژی گرمایی که بوسیله يك مولکول با توده  $m$  منتقل میشود بطور متوسط از رابطه ذیل بدست میآید .

$$mC_v T = mC_v (T_0 + z \frac{dT}{dz})$$

جمله ای که من حیث المجموع باعث انتقال گرما از واحد سطح  $P$  است جمله دوم است .

$$G = m.C_v \frac{dT}{dz} z \quad \text{پس}$$

$$\frac{dG}{dz} = mC_v \frac{dT}{dz}$$

و بنا بر رابطه ۴۹ داریم

$$Q = \sqrt{3} \cdot n v l m C_v \cdot \frac{dT}{dz}$$

با توجه بر رابطه ۵۰ داریم

$$52 \quad K = \sqrt{3} \cdot n v l m C_v = \gamma C_v$$

معادله ۵۲ رابطه میان ضریب غلظت - ضریب رسانایی گرمایی و گرمایی ویژه گاز را بدست میدهد با محاسبه و استدلال دقیق تری میتوان رابطه ذیل را پیدا کرد

$$53 \quad K = B \gamma C_v$$

محاسبه  $B$  خیلی مشکل است و بیان آن خارج از حدود این کتاب است نتایج حاصل از تئوری ماکسويل و محاسبات شاپمن Chapman و انسکوگ Enskog مقدار  $B = 2$  را برای گازهای يك اتمی و ۱٫۹ برای گازهای دو اتمی و ۱٫۷۵ برای گازهای سه اتمی بدست میدهد تجربه نتایج فوق را تأیید

میکنند در جدول ۶ مقادیر  $K$  و  $\gamma$  که در نتیجه مطالعات اوکن ( ۱۹ م )  
Eucken بدست آمده درج میشود .

جدول ۶  
ضرایب رسانائی گرمائی و غلظت در دمای صفر درجه سانتیگراد

کاز	$K.10^7$	$\gamma.10^7$
He	۳۳۶۰	۱۸۷۶
Ar	۳۹۰	۲۱۰۲
H <sup>+</sup>	۳۹۷۰	۸۵۰
N <sup>+</sup>	۵۶۶	۱۶۷۶
O <sup>+</sup>	۵۷۰	۱۹۲۲
CO	۴۵۵۲	۱۶۷۲
NO	۵۵۵	۱۷۹۴
CO <sup>+</sup>	۳۳۷	۱۳۸۰
H <sup>+</sup> O	۴۲۹	۱۰۰۶
NH <sup>+</sup>	۵۱۳۵	۹۲۶

۴۷ - پراش گاز - چنانچه دو ظرف محتوی دو گاز مختلف را که دارای دما و فشار مساوی هستند بهم مربوط کنیم بطوریکه گاز سبک تر در بالا و گاز سنگین در پایین قرار داشته باشد بعد از مدتی ملاحظه میشود که دو گاز

در هر دو طرف با یکدیگر مخلوط شده اند در واقع مولکولهای گاز اولی در درمی پراکنده شده و مولکولهای گاز دومی در اولی پراکنده میشود این پدیده را پدیده پراش گاز نامند.

برای مطالعه نظری میتوان در اولین تقریب روش ساده مذکور در جمله های پیش را بکار برد فرض کنیم  $v_1$  و  $v_2$  پویش آزاد متوسط و سرعت متوسط مشترک گاز اولی و  $T_1$  و  $T_2$  مقادیر مشابه برای گاز دومی باشد  $n_1$  و  $n_2$  دانسیته های دو گاز. فرض میکنیم توزیع دو گاز در هر سطح موازی با سطح  $xy$  یکنواخت است و بالتیجه مقادیر  $n_1$  و  $n_2$  توابع خطی از  $y$  میباشد و پراش نیز بموازات محور  $y$  صورت میگیرد بعلاوه فرض میکنیم رژیم دائمی برقرار است و  $n_1$  و  $n_2$  بطور صریح تابع زمان نیستند بنابراین مقدمه میتوان برای يك سطح  $P$  موازی با  $xy$  نوشت:

$$n_1 = \frac{n}{V} - az \quad n_2 = \frac{n}{V} + az$$

$$a = - \frac{dn_1}{dz} = \frac{dn_2}{dz} = \text{Cte.}$$

$$n = n_1 + n_2$$

بنابراین آووگادرو در دما و فشار مشابه دانسیته مولکولی تمام گازهای یکی است یعنی عده مولکولها در سانتیمتر مکعب برای تمام گازها در چنین شرائطی یکسان است از اینرو نتیجه میشود که  $n$  مقدار یست ثابت و از ثابت بودن  $n$

تساوی قدر مطلق های  $\frac{dn_2}{dz}$  و  $\frac{dn_1}{dz}$  نتیجه میشود

میان مولکولهای نوع اول آن عده که از واحد سطح  $P$  در واحد زمان عبور میکنند و با محور  $z$  زاویه میان  $\theta$  و  $\theta + d\theta$  تشکیل میدهد بنابراین رابطه

۴۸ مساویست با :

$$d\gamma_1 = \frac{n_1 v_1}{r} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot d\theta \quad ۵۴$$

$n_1$  معرف دانسیته مولکولی مولکولهای گاز اول در سطح  $P_1$  است. سطح  $P_1$  سطحی است که مولکولهای مذکور آخرین ضربه را دیده اند. ارتفاع سطح  $P_1$  عبارتست از

$$z' = z - l_1 \cos \theta \cdot d\theta$$

$$n_1 = \frac{n}{r} - a (z - l_1 \cos \theta) \quad \text{بعبارت دیگر}$$

$$d\gamma_1 = \left\{ \frac{n}{r} - a (z - l_1 \cos \theta) \right\} \frac{v_1}{r} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot d\theta$$

چنانچه نسبت به  $\theta$  از ۰ تا  $\pi$  انتگرال بگیریم عده مولکولهای نوع اول که در واحد زمان از واحد سطح  $P$  در سوی  $z$  صعودی عبور کرده اند بدست می آید.

$$\gamma_1 = \frac{a l_1 v_1}{r} \quad ۵۵$$

به همین طریق عده مولکولهای نوع دوم که در واحد زمان از واحد سطح  $P$  در سوی  $z$  نزولی عبور کرده اند عبارتست از

$$\gamma_2 = \frac{a l_2 v_2}{r} \quad ۵۶$$

چون تفاضل  $\gamma_1 - \gamma_2$  عموماً صفر نیست برای اینکه فشار در گاز تغییر نکند باید گاز من حیث المجموع دارای حرکتی بطرف  $z$  نزولی باشد تا بالنتیجه تغییر دانسیته مولکولی جبران شود. عده مولکولهای نوع اول که از این جهت در واحد زمان از واحد سطح  $P$  عبور میکنند عبارت خواهد بود از

$$\frac{(\gamma_1 - \gamma_2) n_1}{n_1 + n_2}$$

بنا بر این عده کلیه مولکولهای نوع اول که منتقل میشوند معادل است با

$$p_1 = \gamma_1 - \frac{(\gamma_1 - \gamma_2) n_1}{n_1 + n_2} = - \frac{dn_1}{dz} - \frac{l_1 v_1 n_2 + l_2 v_2 n_1}{3 (n_1 + n_2)}$$

این عدد متناسب با  $\frac{dn_1}{dz}$  و ممکن است بشکل  $p_1 = -D \frac{dn_1}{dz}$  ۵۷

نوشته شود که در آن  $D = \frac{l_1 v_1 n_2 + l_2 v_2 n_1}{3 (n_1 + n_2)}$  ۵۸

رابطه فوق معادله معروف پراش گاز است. چنانچه سرعت پراش گاز اول را  $v_1$  نامیم خواهیم داشت

$$v_1 = - \frac{D}{n_1} \frac{dn_1}{dz}$$

از این رابطه میتوان ضریب پراش  $D$  را که برای هر دو گاز یکی است بدست آورد.

حالات ساده خصوصی موقعی است که مولکولهای دو گاز تقریباً دارای وزن و ابعاد مساوی باشند در این صورت  $l$  و  $v$  برای دو گاز تقریباً مساوی خواهد

بود و رابطه ۵۸ ساده میشود  $D = \frac{l v}{3}$

از رابطه  $\gamma = \frac{l v}{3}$  نتیجه میشود  $D = \frac{\gamma}{\mu}$  (۶۰)

آزمایش های متعدد بوسیله هارتک و شمیت Hartek, Schmidt و همچنین بوسیله بردن Boardman و ویلد wild انجام گرفته صحت نتایج فوق را تایید میکند.



حالت خصوصی قابل توجه دیگر موقعی است که دانسیته  $n_2$  نسبت به  $n_1$  خیلی کوچک باشد (مثلاً گازی که کاملاً خالص نباشد  $n_1$  دانسیته گاز اصلی و  $n_2$  دانسیته گاز ضمیمه) در این حالت داریم

$$D = \frac{1}{3} n_2 v_2$$

میتوان ضریب پراش گازی را که با دانسیته خیلی کم در گردگیری برآکنده شده با آزمایش بدست آورد. تعیین تجربی  $D$  وسیله دیگری است برای محاسبه پویا آزاد  $\lambda$

## فصل هفتم

### معادلات گشتی گازهای حقیقی

۲۸ - در فصل سوم برای محاسبه فشار مولکولها را مانند نقاط مادی تصور کرده و به علاوه از تاثیر مترادف آنها نسبت بیکدیگر (جز در موقع برخورد) صرف نظر کردیم بدینیهی است موقعیکه پویش آزاد نسبت بابعاد مولکول خیلی بزرگ نباشد نمیتوان از تاثیر ابعاد مولکول صرف نظر کرد

از طرف دیگر عدم صحت قانون ژول درباره گازهای حقیقی نشان میدهد که انرژی داخلی یک گاز حقیقی تنها مساوی انرژی سینتیک مولکولها نیست و باین انرژی که فقط بدما بستگی دارد باید انرژی دیگری افزوده شود این انرژی مربوط بکاری است که باید مصرف نمود تا باوجود جذب مترادف مولکولها آنها را از بیکدیگر جدا کرد انرژی اخیر با افزایش حجم زیاد میشود و تابع قانون ژول نیست

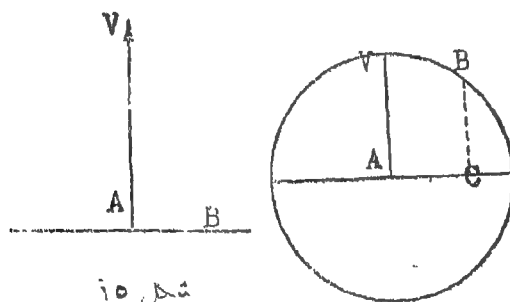
بعبارت دیگر میدانیم علت اینکه حجم مایعات تقریباً ثابت است در نتیجه وجود نیروهای التصاق داخلی ویان نیروهای جاذبه میان مولکولها است. از طرف دیگر پیوستگی حالت مایع و گاز نشان میدهد گرچه در گازها بواسطه اینکه فواصل میان مولکولها زیاد است نیروی التصاق میان آنها کم است معذالك این نیروها وجود دارد چنانچه در فشارهای کم قابلیت تراکم گازهای حقیقی بیش از آنست

که از قانون هاریوت نتیجه میشود. بنابر این همانطور که متذکر شدیم باید تاثیر این نیروها نیز در محاسبه فشار مورد توجه قرار گیرد.

با در نظر گرفتن دو عامل مذکور یعنی ابعاد مولکول و تاثیر نیروهای داخلی میتوان معادلاتی بدست آورد که با تقریب کافی مشخص حالات گازهای حقیقی باشد.

۴۹- معادله واندر وائز. یکی از معادلات کنششی معروف معادله واندر وائز است میخواهیم با در نظر گرفتن نکات مذکور در جمله فوق این معادله را بدست آریم.

تاثیر ابعاد مولکول. در موقع محاسبه پویش آزاد برای محاسبه گنجی که کره محافظت می پیماید در واقع این کره را به يك صفحه با سطح  $\pi r_0^2$  عمود بر امتداد  $AV$  حرکت تشبیه کردیم. بنابر محاسبه مذکور بر خورد، موقعی روی میدهد که این صفحه به مرکز يك مولکول تلاقی کند در واقع برخورد دو مولکول



شکل ۱۵

موقعی روی میدهد که کره بشعاع  $r_0$  بنقطه مانند B برسد از این رومسیر با اندازه طول CB کوتاه میشود طول CB میان  $r_0$  و  $r_0$  مقدار آن بستگی به مکان نقطه B نسبت به قطر  $AV$  کره دارد که از متوسط  $BC$  مساوی  $\frac{r_0}{2}$  است بنابر این پویش آزاد بعوض مقدار 1 دارای مقداری مانند  $1' = 1 - \frac{r_0}{2}$  است بالنتیجه عده ضربه هادر هر ثانیه بعوض این که مساوی  $\gamma = \frac{V}{1}$  باشد مساوی  $\gamma' = \frac{V}{1'}$  است

$$\frac{r_1}{r} = \frac{1}{1} = \frac{1}{1-6/21} \quad \text{یعنی در خارج قسمت}$$

ضرب شده است بنا بر این برای ملاحظه ابعاد مولکول باید عدد ضربه‌ها را در این خارج قسمت ضرب کرد. چنانچه بجای 1 و 1 مقدارشان را بگذاریم نتیجه میشود

$$\frac{r_1}{r} = \frac{1}{1-2/3 \cdot \pi 6^2 n} \quad 62$$

چنانچه فشار را بطریقی که در جمله ۱۴ ذکر شده حساب کنیم تغییرات مقدار حرکت برای هر دسته از مولکولها یکی است ولی عمده ضربه‌ها در وی دیواره در نسبت  $\frac{r_1}{r}$  ضرب میشود. بنا بر این رابطه‌ای را که برای فشار بدست آوردیم باید در این نسبت ضرب کنیم

$$P = \frac{nmC^2}{3} \times \frac{1}{1-2/3 \cdot \pi 6^2 n} \quad 63$$

چون بجای  $n$  مقدار  $\frac{N}{V}$  و بجای  $\frac{nmC^2}{3}$  مساوی  $KT$  را بگذاریم نتیجه میشود

$$p(v-b) = RT \quad b = 2/3 \cdot \pi 6^2 N \quad 64$$

$b$  را هم‌گنج (Covolume) نام نهاده‌اند. چنانچه مولکولها بشکل سکه‌های با قطر  $6$  باشند مقدار  $b$  مساوی چهار برابر حجم واقعی این مولکونها است.

تأثیر نیروهای داخلی • هنگامیکه مولکولهای در وسط گاز قرار دارد از طرف مولکولهای دیگر بر این مولکول نیروی وارد میشود این نیروها چه از لحاظ عظمت و چه از لحاظ امتداد دائم در تغییرند ولی چنانچه حد متوسط این نیروها را در مدت زمانی کافی حساب کنیم نظر بوجود تقارن میتوان جمع مقدار متوسط آنها را صفر دانست بنا بر این تأثیر نیروهای انصاف مولکولها نسبت به یکدیگر

در داخل گاز در میزان فشار تغییری نمیدهد ولی هنگامیکه مولکول در نزدیکی دیواره قرار گیرد تقارن مذکور وجود ندارد. چنانچه نیرویی که از طرف هر یک از مولکولهای مجاور بر مولکول منظور وارد میشود به دو همنه یسکی عمود و دیگری موازی با دیواره تجزیه کنیم حد متوسط جمع تمام همنه‌های موازی با سطح دیواره بدلیلی که برای نقطه داخلی گاز گفته شد صفر خواهد بود ولی همنه عمود بر دیواره همواره بطرف داخل گاز متوجه است. اگر حد متوسط آنرا برای مدت معینی در نظر گیریم نیروئی خواهیم داشت که مولکول را بطرف داخل میکشد این نیروی ۱ به نیروی ۲ — که از طرف دیواره روی مولکول برای راندن آن بطرف داخل اعمال میشود اضافه خواهد شد. بدیهی است که نیروی جاذبه ۱ متناسب با دانسیته  $n$  مولکولهای جذب کننده است. پس تاثیریکه یک ضربه با سرعت مشخص نسبت به ایجاد نیروی فشار دارد باندازه مقداری متناسب با  $n$  کم میشود از طرف دیگر عده ضربه‌ها برای هر یک از مقادیر سرعت نیز متناسب با  $n$  است بنا بر این فشار روی دیواره برای یکنوع توزیع سرعت باندازه مقداری متناسب با  $n^2$  کم میشود پس باید در رابطه ۶۳ جمله ای برای این منظور ملحوظ داریم

$$65 \quad P = \frac{nmC^2}{3} \frac{1}{1 - \frac{2}{3} \pi n b^3} = \frac{2}{3} n^2$$

چون بجای  $n$  مقدارش  $N$  را بگذاریم

$$66 \quad (P + \frac{a}{V^2}) (V - b) = RT$$

نتیجه حاصل فوق العاده قابل توجه است زیرا با وجودیکه در استدلال فوق از بسیاری نکات از جمله قانون توزیع سرعتها و قانون پویشهای آزاد و مکا نیسم

ضربه ها و قانون وچگونگی تاثیر نیروهای داخلی ۰۰۰ که باید ملحوظ گردد صرف نظر شد معذالك يك معادله کنشتي بدست آمده است که با تقریب کافی خصایص گازهای حقیقی را نشان میدهد

نتایج قابل توجه حاصل از معادله واندروالز بسیاری از محققین را بر آن داشت که با در نظر گرفتن نکات فوق الذکر تا آنجا که اشکالات ریاضی اجازه میدهند معادلانی کلی تر که بهتر بتوانند خصایص گازها را نشان دهند بدست آرند در جمله های بعد چند نمونه از این معادلات ذکر خواهد شد.

با تجربه میتوان مقدار عددی  $b$  را حساب کرد (مطالعه همدم آزمایشهای آندروز صفحه ۵۰ کتاب گرما)

در فصل ششم طبقه محاسبه  $a$  را بوسیله ضریب اصطکاک داخلی دیدیم با روابط

$$a = \frac{3}{4} \pi d^2 N \quad b = \frac{2}{3} \pi d^2 N$$

میتوان مقادیر  $N$  (عدد آووگادرو) و شعاع مولکولها را که مستقیماً نمیتوان سنجید حساب کرد

۳۰ - معادله دیتریسی (Dieterici) در جمله پیش برای پیدا کردن فورمول واندروالز هنگام مطالعه تاثیر نیروهای داخلی نکته ذیل ملحوظ نگردید یکعده مولکولها قبل از اینکه بمرز برسند ممکن است در نتیجه وجود نیروهای داخلی بطرف داخل گاز منحرف شده و هیچگاه بمرز نرسند در صورتیکه اگر نیروهای داخلی وجود نداشت این مولکولها بمرز میرسیدند این دسته مولکولها در واقع هیچگونه فشاری روی جدار وارد نمیکند ولی در مطالعه فورمول

واندروالز برای این مولکولها هم تاثیری که معادل فشار منفی بر جدار است (نیروی  $f$  متوجه بداخل گاز) قائل شدیم. • بهین دلیل است که معادله واندروالز • مقادیر منفی نیز برای  $P$  بدست میدهد در صورتیکه مطالبه شرایط فیزیکی نشان میدهد که مقادیر حقیقی فشار ازوما باید مثبت باشد. • البته تا آنجا که معادله واندروالز معادله تقریبی فرض شود و بخواهیم در اولین تقریب انحراف از قانون بویل مارپوت را بدست آریم نقص مذکور زیاد مؤثر نیست ولی چنانچه بخواهیم فورمول را در مواردی بکار ببریم که انحراف کوچک نباشد باید در معادله اصلاحی بعمل آید. دیتررسی معادله ای پیشنهاد میکند که نقص مزبور را جبران مینماید.

بطوریکه متذکر شدیم تاثیر مولکولهایی که نزدیک مرز گاز واقعند مانند آنست که بوسیله یک میدان نیروی دائمی بداخل گاز رانده میشوند. • فرض کنیم  $x$  مقدار کاری باشد که لازم است انجام دات با وجود تاثیر نیروی مذکور یک مولکول را از داخل گاز به یک نقطه نزدیک مرز کشید دانسیته در این نقطه به توجه رابطه ۱۴ عبارتست از

$$67 \quad p' = p e^{-2hx}$$

که در آن  $p$  معرف دانسیته در داخل گاز است. • فشار در این نقطه معادل مرز عبارتست از

$$68 \quad p = p' u^2 = p u^2 e^{-2hx}$$

که در آن  $m$  و  $x$  معرف دانسیته و پتانسیل در مرز گاز میباشد بطوریکه ملاحظه میشود میدان نیرو میزان فشار را به نسبت ضریب

$$\frac{-x}{RT}$$

از فشاریکه بوسیله قانون بویل نتیجه میشود کم میکند.

چنانچه فرض کنیم هنگامیکه مولکولها دارای ابعاد محدودی هستند نیز

فشار به همان نسبت تغییر میکنند برای پیدا کردن فشار در مرز کافی است

فشار حاصل از رابطه  $P(v-b) = NRT$  یا  $P = \frac{NRT}{v-b}$  را در

۶۹  $P = \frac{NRT}{v-b} e^{-x/RT}$  ضرب کنیم نتیجه میشود

کار  $x$  در اولین تقریب متناسب با دانسیته  $\rho$  و مساوی با  $\frac{a}{Nv}$  است

( $a$  با بای معادله واندروالز) و فورمول بشکل ذیل نوشته میشود

۷۰  $P(v-b) = NRT \cdot e^{-\frac{a}{NRTv}}$

فورمول فوق بوسیله دیتریزی در ۱۸۹۸ پیشنهاد شده است چنین - Jeans

بعدا اهمیت رابطه فوق را تشریح و نشان میدهد که معادله دیتریزی در همین حال که پیچیده تر از معادله واندروالز نیست بهتر از معادله مذکور با نتایج تجربی متوافق است .

در واقع معادله دیتریزی نیز معادله کاملی نیست چه طریقه ای که برای محاسبه فشار در معادله دیتریزی و یا واندروالز اتخاذ شده هیچ کدام خالی از نقص نیست . و حالت دادن  $a$  در معادله برای ملاطفه تاثیر نیروهای است که مولکولها هنگامیکه یکدیگر نزدیکند (فاصله مراکز آنها کمی بیش از  $\sigma$  است) اعمال میکنند . درحال  $b$  برای ملاطفه نیروی هائیکست که مولکولها موقعیکه فاصله مراکز آنها درست مساوی  $\sigma$  است یکدیگر اعمال میکنند . بدیهی است نمیتوان نیروهای که روی مولکولهای حقیقی وارد میشود بدین طریق بدودسته تقسیم نمود . نیروهای وارد بر دو مولکول دائما با فاصله آنها از یکدیگر تغییر میکنند بنا بر این  $a$  و  $b$  اجزای مختلفی از یک عامل عمومی و کلی گسه برای



اصلاح قانون گازهای کامل باید ملحوظ شود میباشد پس تاثیر هر دو باید اضافی

باشد در صورتیکه در معادلات واندروالز و دیمتریسی چنین نیست

کلوزیوس برای اولین دفعه (۱۸۷۰) روش محاسبه ای اختیار کرده که از

انتقاد فری در امان است. کلوزیوس حرکت مولکولهای گاز را تحت تاثیر نیروهای

عمومی اعظم از نیروهای التصاق - نیروهای حاصل در نتیجه ضربه مولکولها

بیکدیگر و یا برخورد به دیواره ... مورد مطالعه قرار میدهند و بدین طریق

رابط میان فشار و نیروهای موجود میان مولکولها را بدست میآورد در جمله بعد

روش مذکور بطور خلاصه ذکر میشود

معادله آشنایی حاصل از قضیه کلوزیوس معروف به ویریل (Viriel)

۳۱ فرض میکنیم حرکت هر مولکول در گز تابع قانون عمرمی مکانیک است

$$۷۱ \quad X = m \frac{d^2x}{dt^2} \quad Y = m \frac{d^2y}{dt^2} \quad Z = m \frac{d^2z}{dt^2}$$

که در آن  $X$  و  $Y$  و  $Z$  معرف همینه های برآیند کلیه نیروهای وارد بر مولکول است

روابطه فوق را به ترتیب در  $x, y, z$  ضرب کرده و جمع میکنیم

$$۷۲ \quad (xX + yY + zZ) = m \left( x \frac{d^2x}{dt^2} + y \frac{d^2y}{dt^2} + z \frac{d^2z}{dt^2} \right)$$

میتوان جمله دوم را بشکل ذیل نوشت

$$m \frac{d}{dt} \left( x \frac{dx}{dt} + y \frac{dy}{dt} + z \frac{dz}{dt} \right) = m \left\{ \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dt} \right)^2 + \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 \right\} =$$

$$= \frac{1}{2} m \frac{d}{dt} \left\{ \frac{d}{dt} (x^2 + y^2 + z^2) \right\} = mC^2$$

که در آن  $C$  معرف سرعت مولکول است و رابطه ۷۲ بشکل ذیل

نوشته میشود

$$\gamma^3 (xX + yY + zZ) = \frac{1}{\gamma} m \frac{d}{dt} \left\{ \frac{d}{dt} (x^2 + y^2 + z^2) \right\} = mC^2$$

چون حرکت گزافه‌نامه باید مقدار جمله  $\frac{d}{dt} (x^2 + y^2 + z^2)$  دایما تغییر

میکند و این تغییرات نه منجر به افزایش یکنواخت میگردد. و نه بطور یکنواخت رو به نقصان میرود بنا بر این اگر نسبت تمام مولکولها جمع کنیم با توجه باینکه مختصات  $x, y, z$  و سرعت های مولکولها همواره محدودند آشکار است که

$$\frac{d}{dt} (x^2 + y^2 + z^2) \text{ جمله من حیث المجموع جمله}$$

صفر خواهد شد و رابطه ۷۳ را چون برای تمام مولکولها جمع کنیم بشکل ۷۴ نوشته میشود

$$\gamma^4 \quad \frac{1}{\gamma} \sum mC^2 = - \frac{1}{\gamma} \sum (xX + yY + zZ)$$

جمله داخل پرانتز را کلوژیوس و یریل Viriel نیروهای مؤثر نام نهاده

و معمولا جمله مذکور را و یریل کلوژیوس نامند

رابطه ۷۴ نشان میدهد که انرژی سینتیک انتقالی مولکولها مساوی و با

علامت مخالف و یریل کلوژیوس است

در و یریل تمام نیروهای که روی مولکولها تاثیر دارند منظور شده است

این نیروها را میتوان به سه دسته ذیل تقسیم نمود.

- ۱ - نیروهایی که در موقع برخورد مولکولها بیکدیگر ظاهر میشود
  - ۲ - نیروهای التصاق میان مولکولها که آنرا نیروهای داخلی نیز نام رده ایم
  - ۳ - نیروهایی که در موقع برخورد مولکولها بدیواره ظرف ظاهر میشود
- الف- در محاسبه فشار نیروهایی را که در موقع برخورد مولکولها بدیواره

ظرف موثرند مطالعه کردیم. فرض کنیم  $dS$  يك سطح كوچك از دیواره ظرف باشد. مختصات مركز  $dS$  را با  $x, y, z$  و مختصات جیب تمام هادی مربوط بنورمال داخلی آنرا  $l, m, n$  نامیم چنانچه  $P$  فشار گاز روی این سطح باشد همه هـای نتیجه تمام نیروهائی که قطعه سطح  $dS$  بر تمام مولكولهای گاز وارد میکند عبارتند از

$$l.p.dS \quad m.p.dS \quad n.p.dS$$

بنا براین و بریل مربوط به این نیروها عبارت است از

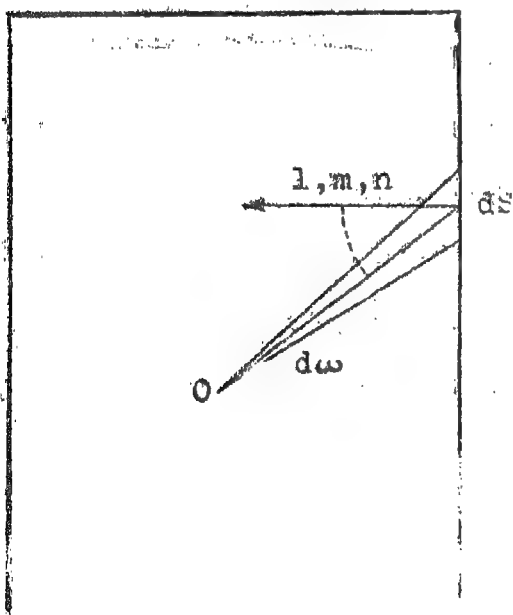
$$-1/2 (lx + my + nz) p.dS$$

اگر  $r$  فاصله  $dS$  تا مركز  $O$  و  $\theta$  زاویه میان خطی که مركز  $O$

را به  $dS$  وصل میکند با نورمال باشد خواهیم داشت

$$lx + my + nz = -r.\cos.\theta$$

$$-1/2.(lx+my+nz)p.dS=1/2.r.\cos.\theta.p.dS=1/2.r^2p.d\omega$$



( $d\omega$  معرف زاویه جسمی است)

به راس  $O$  که بوسیله سطح  $dS$

جدا شود)

اگر مقدار  $p$  در تمام نقاط سطح

یکسان فرض شود آن قسمت از

ویریل که نیروهای مذکور مربوط

به تمام قسمت های سطح تشکیل

میدهند بوسیله انتگرال

$$\int p/r^2 d\omega$$

که در آن انتگرال نسبت به تمام

سطح گرفته میشود بدست میآید.

شکل ۱۶

چنانچه  $v$  حجم تمام ظرف باشد نتیجه انتگرال فوق عبارت است از

$p_v$  و رابطه ۷۴ بشکل ۷۵ نوشته میشود

$$p_v = \sum \frac{1}{r} mC^r = \frac{1}{r} p_v - \frac{1}{r} \sum (xX + yY + zZ) \quad (75)$$

جمله دوم از طرف دوم رابطه ۷۵ معرف و یریل مربوط به نیروهای داخلی

مولکولهاست و برای محاسبه آنها تنها این نیروها باید ملحوظ گردد

فرض کنیم ابعاد مولکولها بینهایت کوچک است (شکل آنها غیر مشخص اعم

از اینکه کروی باشد یا نباشد) و جز در موقع برخورد نیرویی بر یکدیگر وارد

ندیکند. وقتی که بر خورد روی میدهد کنش و واکنش مساوی و با سوی مخالف

است در نتیجه  $X$  و  $Y$  برای دو مولکول دارای مقادیر مساوی و با علامت

مخالف است. چون فرض کردیم ابعاد مولکولها هم بینهایت کوچک است پس

مقادیر  $X$  و  $Y$  هم برای دو مولکول یکسان است. بنا بر این و یریل مربوط

بتمام نیروهای داخلی مولکولها به انضمام نیروی حادث در موقع برخورد صفر

$$p_v = \sum \frac{1}{r} mC^r \quad \text{است بالنتیجه معادله ۷۵ بشکل}$$

در میاید و این همان رابطه ای است که برای فشار در گازهای کامل

بدست آوردیم.

مثال فوق الذکر میرساند که رابطه ۷۵ که میتوان آنرا بشکل ذیل نوشت

$$p_v = \sum \frac{1}{r} mC^r + \frac{1}{r} \sum (xX + yY + zZ) \quad (76)$$

رابطه ای است کلی که در تمام مواقع هر چه باشد نیروهای وارد و هر چه باشد

شکل مولکولها ممکن است بکار رود

را بط ۷۶ همان می‌دهد که وجود فشار را ممکن است در نتیجه دو عامل دانست یکی در نتیجه انرژی جنبش مولکولی و دیگری در نتیجه انرژی پتانسیل مربوط به نیروهای داخلی مولکولها و نیروهایی که در نتیجه برخورد مولکولها پدید می‌آید ظاهر میشوند. بنا به توزیع سینتیک وجود فشار اصولاً مربوط به انرژی سینتیک جنبش مولکولی است و جمله دوم نسبت به جمله اول خیلی کوچک است ب - اینک می‌خواهیم تاثیر نیروهای داخلی مولکولها را در تشکیل ویریل بدست آریم

فرض کنیم نیروی موثر میان دو مولکول يك نیروی دافعه بشکل  $\Phi(r)$  است که فقط بستگی به فاصله  $r$  دو مولکول دارد اگر مشخصات مراکز دو مولکول  $x, y, z$  و  $x', y', z'$  باشد و هم‌نه‌های نیروهای وارد بر این مولکولها را

$X, Y, Z$  و  $X', Y', Z'$  نامیم داریم

$$X = \Phi(r) \frac{x - x'}{r} \quad X' = \Phi(r) \frac{x' - x}{r}$$

بنا بر این جمله  $\sum xX$  مربوط به نیروی موجود میان دو مولکول عبارت است از

$$xX + x'X' = \Phi(r) \frac{(x' - x)^2}{r}$$

و ویریل  $\sum (xX + yY + zZ)$  برابر خواهد بود با

$$\frac{\Phi(r)}{r} \left\{ (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 \right\} = r\Phi(r)$$

رابطه ۷۶ بشکل ذیل در می‌آید

$$pV = \frac{1}{3} \sum m C^2 + \frac{1}{3} \sum \sum r \Phi(r) \quad \text{ب ۷۶}$$

که در آن جمع باید نسبت به تمام جفت های مولکول صورت گیرد. نظر باینکه گاز دارای  $N$  مولکول است پس این جمع نسبت به  $\frac{1}{2} N(N-1)$  جفت مولکول انجام میگیرد.

فرض کنیم  $A$  و  $B$  دو مولکول یکی از این جفتها باشد چنانچه  $A$  و  $B$  دو نقطای باشند که هیچ نیروئی نسبت بیکدیگر ابراز نکنند احتمال اینکه  $A$  و  $B$  در فاصله میانی  $r$  و  $r + dr$  از یکدیگر قرار گیرند  $\frac{4\pi r^2 dr}{V}$  است که در آن  $4\pi r^2 dr$  معرف حجم لایه به ضخامت  $dr$  است که محیط بر مولکول  $A$  است و  $V$  معرف حجم کلی است که مرکز  $B$  میتواند در آن واقع باشد. بنا بر این عده جفت مولکولها که فواصل مراکز شان باندازه  $r$  از یکدیگر باشد معادل است با

$$\frac{1}{2} N(N-1) \frac{4\pi r^2 dr}{V}$$

نظر به بزرگی  $N$  میتوان يك را در مقابل  $N$  صرفنظر کرد و نوشت

$$\frac{2\pi N^2 r^2 dr}{V} \quad \text{۷۷}$$

چنانچه فرض کنیم مولکولهایی که در فاصله  $r$  هستند یکدیگر را بانروی

$\Phi(r)$  دفع میکنند میتوان ثابت کرد که در این حالت باید عبارت ۷۷ را در ضرب

$e^{-2h\chi}$  ضرب کرد که در آن  $\chi = \int_1^\infty \Phi(r) dr$  معرف مقدار کاری است

که باید صرف کرد تا دو مولکول که در فاصله بینهایت از یکدیگر قرار دارند به فاصله  $r$  برسند ( بینهایت در اینجا معرف فاصله ای است که بقدر کافی زیاد باشد که دو مولکول روی یکدیگر تاثیری نداشته باشند).

بنابر این در این حالت عده جفت مولکولهایی که در یک فاصله  $r$  از یکدیگر قرار دارند

$$78 \quad \frac{2\pi N^2}{V} r^2 e^{-2\beta h\epsilon} dr$$

خواهد بود. پس باید این عدد را در  $\frac{1}{2} \Phi(r)$  ضرب کرده و نسبت به تمام مقادیر  $r$  جمع کرد.

$$79 \quad \frac{1}{2} \sum \Phi(r) = \frac{2\pi N^2}{V} \int_0^\infty r^2 \Phi(r) e^{-2\beta h\epsilon} dr$$

چنانچه بجای  $\Phi(r)$  مقدارش  $-\frac{d\epsilon}{dr}$  را بگذاریم داریم

$$80 \quad \frac{1}{2} \sum \Phi(r) = \frac{2\pi N^2}{V} \int_0^\infty r^2 \frac{d\epsilon}{dr} e^{-2\beta h\epsilon} dr$$

چنانچه در رابطه 76 ب جای  $\frac{1}{2} \sum \Phi(r)$  مساویش  $NRT$  را بگذاریم داریم

$$81 \quad pV = NRT + \frac{2\pi N^2}{V} \int_0^\infty r^2 \frac{d\epsilon}{dr} e^{-2\beta h\epsilon} dr$$

$$82 \quad pV = NRT \left( 1 + \frac{B}{V} \right)$$

$$83 \quad B = \frac{2\pi N}{RT} \int_0^\infty r^2 \frac{d\epsilon}{dr} e^{-2\beta h\epsilon} dr$$

چنانچه بجای  $\frac{1}{RT}$  مساویش  $\frac{1}{h}$  را قرار دهیم و جزء جزء (par parti)

انتگرال بگیریم ممکن است  $B$  بشکل ذیل نوشته شود

$$86 \quad B = 2\pi N \int_0^\infty r^2 (1 - e^{-2hx}) dr$$

چنانچه مولکولها مانند کره های سخت کاملاً الاستیک فرض شود نیروی میان در مولکول هوقعی مؤثر واقع میشود که  $r$  نزدیک به  $b$  شود. برای سایر مقادیر  $r$  داریم

$$\frac{dx}{dr} = 0 \quad \text{در اینحالت میتوان در رابطه ۸۱ بجای } r^2 \text{ نوشت } b^3$$

$$80 \quad B = \frac{2\pi N b^3}{rRT} \int_0^\infty e^{-2hx} \frac{dx}{dr} dr = \frac{\pi N b^3}{r hRT} = \frac{2}{3} \pi N b^3 = b$$

که در آن  $b$  همان  $b$  معادله واندروالز است و رابطه  $pV = NRT(1 + \frac{b}{V})$

که با معادله واندروالز (رابطه ۶۴) مطابقت دارد بدست میآید زیرا رابطه

$$p(v-b) = NRT \quad \text{یا} \quad pV(1 - \frac{b}{V}) = NRT \quad \text{را میتوان بشکل}$$

$$pV = \frac{NRT}{1-b/V} \quad \text{نوشت چون از قوای } \frac{b}{V} \text{ صرف نظر کنیم رابطه اخیر بشکل}$$

$$pV = NRT (1 + \frac{b}{V})$$

در میآید بدین طریق ملاحظه میشود که رابطه

$$pV = NRT (1 + \frac{b}{V})$$

تعمیم مادل و واندروالز است که در آن بجای  $b$  تابع

$B$  بکار رفته است.  $B$  را معمولاً ضریب دوم ویریل کلوزیوس نامند.

چنانچه نیروهای انصاف نیز وجود داشته باشند باید تاثیر آنها در ویریل

منظور داشت.

در اولین تقریب میتوان در محاسبه  $\sum \sum r \Phi(r)$  از تاثیر نیروهای انصاف در



توزیع دانسیته صرف نظر کرد بنا بر این مقدار  $\sum \sum r \Phi(r)$  برای واحد گنج گاز با  $p^2$  متناسب است و معادله ۸۲ بشکل ذیل در میآید که در آن  $\epsilon$  ضریب ثابتی است که از دما مستقل است و بطبیعت گاز بستگی دارد.

$$pV = NRT \left( 1 + \frac{B}{V} \right) - \epsilon p^2 V$$

رابطه اخیر را میتوان بشکل ذیل نوشت

$$(p + \frac{a}{V^2}) V = NRT \left( 1 + \frac{B}{V} \right)$$

که معادل رابطه وان در والز است (فرمول ۶۶)

در موقعی که نیروی دافعه بشکل  $\Phi(r) = \gamma r^{-s}$  یعنی متناسب با عکس یکی از قوای فاصله است میتوان B را بسهوات حساب کرد در این حالت داریم

$$x = \int_0^{\infty} \Phi(r) dr = \frac{1}{s-1} \cdot \frac{\gamma}{r^{s-1}}$$

$$\sum \sum r \Phi(r) = \frac{\gamma}{V} \pi N^2 \int_0^{\infty} \frac{1}{r^{s-1}} \left[ e^{-\left\{ \frac{\gamma h}{s-1} \times \frac{\gamma}{r^{s-1}} \right\}} \right] dr =$$

$$\frac{\pi N^2}{\gamma h \nu} \left\{ \frac{\gamma h \gamma}{s-1} \right\}^{\frac{r}{s-1}} \Gamma \left( 1 - \frac{r}{s-1} \right)$$

$$\delta^r = \left( \frac{\gamma h \gamma}{s-1} \right)^{\frac{r}{s-1}} \Gamma \left( 1 - \frac{r}{s-1} \right) \quad \text{چنانچه بگذاریم}$$

$$B = \frac{\gamma}{r} \pi N \delta^r \quad \text{نتیجه میشود}$$

فیتزان وضع عمل مولکولها را مانند عمل گره الاستیک دانست با این فرض که قطر  $\phi$  ثابت نبوده و تابعی است از  $h$  و با نتیجه تابعی است از دما و با تغییر دما تغییر میکنند. این فرض در واقع مبنای کیفیت است که در دماهای زیاد ضربه ها خیلی شدید است بطوریکه مولکولها پیمش از آنکه به برخورد کنند تا مقداری در میدان نیروی یکدیگر داخل میشوند اگر  $B_0$  و  $\phi_0$  مقادیر  $B$  و  $\phi$  در صفر درجه سانتیگراد باشد مقادیر کلی آنها در  $T$  درجه بوسیله روابط ذیل مشخص میشود.

$$B = B_0 \left( \frac{T}{273.15} \right)^{\frac{-3}{s-1}}$$

$$\phi = \phi_0 \left( \frac{T}{273.15} \right)^{\frac{-1}{s-1}}$$

چنانچه قانون نیرو به شکل ساده فوق الذکر نباشد محاسبه  $B$  بسیار مقصّل و مشکل است کیسم Keesom با فرض اینکه مولکولها گره های صلبی هستند بقطر  $\phi$  و اطراف آنها را نیروی جاذبه متناسب با  $r^{-8}$  احاطه کرده است محاسبه  $B$  را انجام داده نتیجه بشکل یک سری بدست آورده است

$$B = \frac{2}{3} \pi N \phi^2 \left\{ 1 - 3 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2hu)^n}{n! \{(s-1)n-3\}} \right\}$$

که در آن  $h$  معرف کاری است که رای جدا کردن دو مولکول که در

حال تماسند مصرف نمیشود \*

معادلات کنشتی متعددی که بر اساس نظریات مشابه به مطالب فوق الذکر بدست آمده در دست است طالبین را به مطالعه مقالات و کتب اختصاصی مراجعه میدهیم

۴۴- فورمولهای آمپیرین نتایج مهمی که از معادله واندروالز بدست آمده و تطبیق آن با نتایج تجربی در فشارهای متوسط محققین را بر آن داشته که با استفاده از نتایج تجربی ضرایب و یا مقادیر ثابتی بمعادله واندروالز یا معادلات مشابه آن اضافه کنند و معادلات کنشتی تنظیم نمایند که خصایص گازهای حقیقی را بهتر نشان دهد مقادیر عددی این پایاها را طوری تعیین میکنند که با نتایج تجربی وفق دهد این قبیل فورمولها را فورمولهای آمپیریک نامند بدون اینکه بطور تفصیل بذکر این قبیل معادلات پردازیم فقط یکی دو معادله معروف را برای نمونه یاد آور میشویم

۴۴- ۱. دله کلوزیوس. کلوزیوس در معادله واندروالز بجای  $a$  مقدار  $a'$  را گذارده یعنی  $a$  تابعی از  $T$  فرض شده و یک پایای  $c$  نیز اضافه کرده و رابطه ذیل را پیشنهاد نموده است

$$89 \quad \left( p + \frac{a'}{(v+c)^2} \right) (v-b) = NRT$$

در جدول ۷ مقادیر کنستانتهای رابطه کلوزیوس برای چند گاز که بوسیله سارو Sarrau (۱۹۲۶ م) تعیین شده درج شده است

کلوزیوس معادله عمومی تر دیگری نیز پیشنهاد کرده که دارای پنج پایا است

$$90 \quad \left\{ p + \left( \frac{a''}{T^{n-1}} - a''' T \right) \frac{1}{(v+c)^2} \right\} (v-b) = NRT$$

برای گاز کربونیک  $n = 2$  و  $a^{11} = 0$  و رابطه اخیر بر رابطه ۸۹ منجر میشود  
 برای بخار آب  $n = 1.24$  برای الکل  $n$  تابع دما است و مقدار آن از  
 ۱۰۷۸۱ در صفر درجه تا ۱۸۴ در ۲۴۰ درجه تغییر میکند

۴۴- معادله بریجمن - Bridgeman نیز رابطه با پنج پایای  
 ذیل را پیشنهاد کرده

$$v \left( p + \frac{A}{v^2} \left( 1 - \frac{a}{v} \right) \right) = NRT \left( 1 - \frac{c}{vT^2} \right) \left( 1 + \frac{B}{v} - \frac{bB}{v^2} \right)$$

تجربه نشان میدهد که با تعیین مقادیر عددی متناسبی برای پایاها  
 میتوان با تقریب در حدود نیم در صد معادله فوق را برای چهارده گاز از گازهای  
 متداولی بکار برد

جدول ۷ - مقادیر عددی پایا های معادله کلوزیوس

گاز	c/b	c	b	a <sup>1</sup>
ازت	۰.۱۹	۰.۰۰۰۲۶۳	۰.۰۰۱۳۵۹	۰.۴۴۶۴
اکسیژن	۰.۱۵	۰.۰۰۰۶۸۶	۰.۰۰۰۸۹۰	۰.۵۴۷۵
اتیلن	۱.۹۸	۰.۰۰۱۹۱۹	۰.۰۰۰۹۶۷	۲.۶۸۸
انیدرید کربنیک	۱.۱۰	۰.۰۰۰۹۴۹	۰.۰۰۰۸۶۶	۲.۰۹۲

بدیهی است میتوان عده زیادی فورمولهای آمپیریک پیشنهاد کرد ولی این  
فورمولها را فقط در مناطق محدود میتوان بکار برد که آزمایشهای مربوط  
بمعین پایاها با ممل آمده است و نمیتوان آنها را مانند فورمولهای تئوری که در  
دامنه وسیعی قابل استفاده است تلفی نمود

## فصل هشتم

### انرژی سینتیک و اصول ترمودینامیک

۳۵ - اصل اول ترمودینامیک . قبلا متذکر شدیم که در انرژی سینتیک گرما به منزله یک نوع انرژی متمایز ملحوظ نمی‌شود. افزایش دمای گازی عبارت است از افزایش انرژی سینتیک مولکولهای گاز و پائین آوردن دمای گازی مترادف دریافت مقداری انرژی سینتیک از گاز مذکور می‌باشد . چون دو گاز را در مجاورت یکدیگر گذازیم مولکولهای گاز گرمتر که دارای انرژی بیشتر است در موقع برخورد به مولکولهای گاز سرد تر که دارای انرژی کمتر است مقداری از انرژی خود را به مولکولهای سرد می‌دهد دریافت این انرژی باعث افزایش انرژی مولکولهای سرد و بالتبع بالا رفتن دمای آنها میشود . از نظر استاتیک تعادل هنگامی برقرار میشود که مولکولهای دو گاز انرژی سینتیک متوسط مساوی داشته باشند یعنی افزایش انرژی متوسط مجموع مولکولهای گاز سرد با اندازه تقسیمان انرژی متوسط مجموع مولکولهای گرم شود بنا براین با قبول اینکه گرما

يك نوع انرژی سینتیک است

اصل اول ( $\mathcal{I} = JQ$ ) بقضیه معروف مکانیک کلاسیک یعنی قضیه فرس ویو

منجر میشود \*

بعبارت دیگر رابطه  $JdQ = dU + p.dv$  که بیان جبری اصل اول

ترمودینامیک است میرساند کلیه انرژی مکانیک که برای تغییر حالت گاز بکار

رفته بدو منظور مصرف شده

۱ - برای افزایش انرژی مولکولی بشکل سینتیک یا پتانسیل

۲ - برای از بین بردن کار مقاومت های خارجی که روی سطح موثرند

از مثالهای ذیل میتوان نحوه تبدیل کار مکانیک بگرما را از لحاظ نظریه

مولکولی دریافت

چنانچه گاز را در استوانه ای متراکم کنیم برای حرکت دادن سنبه مقداری

کار مصرف میشود در نتیجه حرکت سنبه بمولکولهای گاز که بسنبه برمیخورند

مقداری انرژی سینتیک داده میشود این انرژی در نتیجه برخورد مولکولها بیکدیگر

بتمام گاز منتقل و باین نتیجه انرژی سینتیک مجموع مولکولهای گاز زیاد میشود

ضمناً ملاحظه میکنم که دمای گاز بالا میرود یعنی کار مصرف شده بگرما تبدیل

شده است

موقعیکه دو جسم را بیکدیگر اصطکاک دهیم مولکولهای مجاور دو سطح

اصطکاک کننده بحرکت در میآید این حرکت و باین نتیجه انرژی سینتیک بتدریج

بتمام نقاط جسم منتقل میشود ضمناً درجه حرارت جسم بالا میرود یعنی کاریکه

برای مالیدن دو جسم بیکدیگر مصرف شده بگرما بدل شده است عبارت دیگر انرژی سینتیک محسوس به انرژی سینتیک گرمائی مبدل شده است

موقعیکه مایعی را در ظرفی میریزیم نیروی جاذبه بقسمتهای مختلف مایع حرکت محسوس و بالتیجه انرژی سینتیک قابل توجهی میدهد بدین رنج حرکت ها کوچک و بی ترتیب میشود در نتیجه ضربه های مولکولی انرژی سینتیک موجود میان تمام مولکولها توزیع میشود بدین طریق کار نیروی جاذبه زمین بگرما تبدیل شده است .

البته نباید از نظر دور داشت که انرژی گرمائی با انرژی سینتیک مکانیک معمولی از این لحاظ متمایزند که انرژی مکانیک معمولی واجد نظم و ترتیب است در حالیکه انرژی گرمائی انرژی سینتیکی است که از حرکت های بی نظم و ترتیب مولکولها که دارای سرعت های متفاوت و امتداد های مختلف میباشد حاصل شده است

تبدیل کار میکائیک بگرما در واقع عبارت از آنست که بمولکولها حرکتی داده و این حرکت که ابتدا در امتداد معینی است بمثال به جنبش غیر منظم مولکولی تبدیل گردد این عمل کاملاً آسانست کفایت که مثلاً بوسیله سنبه ای مولکولها را در امتداد معینی حرکت دهیم سپس گاز را بحال خود گذاریم ضربه های مولکولی بخودی خود بقیه کار را انجام میدهند آنچه مشکل است عمل عکس یعنی مرتب کردن حرکت مولکولهاست که بنابه اصل کارنو ممکن نیست با بهره واحد صورت گیرد .

۳۶- تئوری سینتیک و پدیده های غیرواکنشیمی . در تئوری سینتیک



حرکت‌های مولکول‌ها را تا به قوانین مکانیک کلاسیک که به تجربه پدیده‌های کاملاً واکنشی است دانسته و نتایج صحیح که تجربه می‌دهد آ نیست بدست آورده‌ایم از طرف دیگر بنا به اصل دوم ترمودینامیک تنها پدیده‌هایی که حقیقتاً ممکن است بروز کنند پدیده‌های غیر واکنشی می‌باشند و باید دید آیا تناقضی در میان است یا نه و چگونه می‌توان پدیده‌های حقیقی و نا واکنشی را به توجه به اصول تئوری سینتیک توضیح داد ؟

مثال - بنا بقوانین مکانیک هیچ مانعی ندارد که تصور کنیم در یک لحظه همین جهت سرعت‌های تمام مولکول‌ها تغییر می‌کند در چنین حالتی گاز از تمام حالت‌های قبلی عبور خواهد کرد فرضاً اگر گاز شامل دو گاز باشد که در نتیجه پراشی مخلوط شده‌اند اینک که سری سرعت‌ها تغییر کرده ممکن است از یکدیگر جدا شوند و این تجربه و همچنین اصل یکار نوامک آن چنین عملی را یکباره و بدون واسطه رد می‌کند .

برای فریب توضیح در مثل فوق آزمایش ژول را در نظر گیریم تمام گازیکه اینک در دو محفظه A و B موجود است در ابتدای آزمایش ( لحظه 0 ) در محفظه A بوده است بعد از زمان t گاز در دو محفظه تقسیم شده مولکول‌ها هر کدام دارای مکان و سرعت‌هایی هستند فرض کنیم در لحظه t1 مولکول‌ها در همان مکان و دارای سرعت‌هایی با امتداد مخالف سرعت‌های لحظه t باشند . احتمال وجود چنین حالتی که در لحظه t1 حاصل شده بعین مانند احتمال وجود حالتی است که در لحظه t روی داده بنا براین از این به بعد عمل عکس آنچه از لحظه t1 تا لحظه t روی داده خواهد یافت و در لحظه

1+1 تمام مولکولها بظرف A برگشته و در ظرف B مولکولی وجود ندارد بطوریکه ملاحظه میشود نحوه استدلال منجر به نتیجه‌ای معارض با آزمایش واصل دوم ترمودینامیک میشود \*

نحوه استدلال دیگری که از لحاظ اصل مکانیک بدون مانع و منجر به نتیجه معارض بااصل دوم است استدلال<sup>19</sup> بوسیله دیوماکسول است (Demon de Maxwell) فرض کنیم دو محفظه A و B<sup>20</sup> بوسیله دریچه کوچکی که ابعاد آن در حدود ابعاد مولکولی است بیکدیگر مربوط شده‌اند. موجود فوق العاده کوچک و زرنکی تصور کنیم که چشمتهای تیزبینش بتواند مولکولها را از یکدیگر تمیز دهد و دست فوق العاده ماهرش بتواند هنگام نزدیک شدن مولکولی دریچه را بگشاید و به مولکول اجازه عبور دهد و یا دریچه را به بندد و مانع از عبور آن شود. چنین موجودی که به دیوماکسول معروف شده میتواند باراده خود یک دسته از مولکولها را عبور دهد و مانع از عبور دسته دیگر از مولکولها شود بدین طریق مثلاً اگر گاز مخلوطی از دو گاز باشد میتواند مولکولهای یک نوع را بتدریج در ظرف A و نوع دیگر را در ظرف B جای دهد و یا اینکه مولکولهای را که داری سرعت بیشتری از حد متوسط هستند در A و آنان را که سرعتشان کمتر از حد متوسط است در B جای دهد و بالتبع گاز را بدو قسمت یکی گرم‌تر و دیگری سرد‌تر تجزیه کند. میدانیم عملاً چون دو گاز در مجاورت بیکدیگر قرار گیرند تعادل ترمودینامیکی حاصل میشود و بنا براین اصل دوم ترمودینامیک عمل عکس غیرممکن نیست بنا براین دیوماکسول تابع اصل دوم نیست \*

از اجاظ اصول سینتیک میتوان گفت اعمال مکانیکی که تحت عنوان کارهای دیو ماکسویل انجام آن میسر فرض شد ممکن است نیز در نتیجه حوادث مشابه و برخورد های مولکولی مناسب روی دهد . مثلاً در یک بازی بریج معمولاً پس از توزیع کارتها در هر دستی عموماً از خالهای مختلف موجود است و این توزیع کاملاً غیر مشخص و بانواع و اقسام مختلف امکان پذیر است و خیلی کم اتفاق می افتد که هر سیزده ورق از یک خال باشد معذالک محال نیست بنا به شانس و پیش آمد های مناسب هر سیزده ورق از خالی در یک دست جمع شود . این مثال را کمی توسعه داده و هر نوع مولکولی را یکی از انواع خالها تشبیه میکنیم معمولاً چون گازها مخلوط شوند در هر دو ظرف از انواع گاز توزیع میشود همانطور که معمولاً در هر دستی از انواع خالها کم و بیش موجود است معذالک همانطور که نمیتوان جمع شدن تمام کارتهای یک خال را در دستی محال دانست امکان جمع شدن تمام مولکولهای از نوعی در یک ظرف و مولکولهای نوع دیگر در ظرف دیگر نیز ممکن است تصور شود .

حرکت براونی که وجود آن بتجربه ثابت شده است ( فصل دهم ) و یک نوع حرکت دائمی از نوع دوم را تشکیل میدهد دلیل دیگر برای تسلیم فرضهای سینتیک است .

بدین طریق ظاهراً تناقضی میان اصول مسلم ترمودینامیک و اصول مسلم تئوری سینتیک بنظر میرسد ولی نباید فراموش کرد که اصول ترمودینامیک در نتیجه مشاهدات تجربی در خصوص انحصار پدیده های واقعی که شامل اجسام با ابعاد محسوس

که دارای مده بینهایت: زیادی مولکول هستند بیان شده است. مثلاً عواملی که در ترمودینامیک موثرند از قبیل دما و فشار در گازها معرف يك حالت متوسط تمام مولکولهای گاز محتوی در حجم معینی هستند و بعبارت دیگر این اصول نسبت به پدیده های ماکروسکپیک Macroscopique مسلم و صادق است و واضعین این اصول که همواره ناظر به پدیده های حقیقی و محسوس بوده اند بشمول اصول مذکور در باره پدیده های میکروسکپیک Microscopique یعنی پدیدهاییکه در اشل مولکولی صورت میگیرد توجیهی نداشته اند.

مثالهای فوق الذکر نشان میدهد که اصول ترمودینامیک پدیده های میکروسکپیک را شامل نیستند بنا براین میتوان گفت چون پدیده ها را در اشل مولکولی مطالعه کنیم اصل دوم ترمودینامیک برای چنین پدیده هایی معتبر نیست و بعبارت دیگر اصل دوم ترمودینامیک را میتوان نسبت به پدیده های ماکروسکپیک بکار بردنه میکروسکپیک. از لحاظ عملی تجدید فوق بهیچ وجه از اهمیت اصل دوم نمیگذارد چه که اصل دوم کلیه پدیده های را که ما عملاً میتوانیم بظهور رسانیم و یا محسوسا بشناسیم شامل است تنها نکته ای که دانستن آن لازم است اینست که بدانیم چگونه است که اصل دوم ترمودینامیک را که نمیتوان هنگام مطالعه يك یا عده کمی مولکول بکار برد میتوان هنگام مطالعه پدیده هاییکه شامل عده زیادی مولکول است بکار برد.

در جمله های بعد توضیحی را که بولترمن در این باب داده مطالعه خواهیم کرد

۴۷- تعادل استاتوستیک. برای اینکه از لحاظ تئوری سینتیک بطور کامل

حالت گاز را مشخص کنیم باید مکان و سرعت هر مولکول را داشته باشیم.

حالات هر مولکول بوسیله مقادیر  $z, y, x, w, v, u$

از بارها متر هائیکه مشخص مکان و سرعت مولکول هستند مشخص میشود.  
 بنا به فرض اصلی تئوری سینتیک برای هر مولکول از گاز کاملی پارامترهای  
 مذکور ممکن است دارای مقادیر غیر مشخص و کاملاً مستقل از پارامترهای مربوط  
 به مولکولهای دیگر باشند و تمام مقادیر مساوی الاحتمال میباشند (منظور از  
 مساوی الاحتمال اصطلاح *egalement probable* است برای تعریف و مزید  
 توضیح در باره این اصطلاح و اصطلاحات مشابه بکتاب حساب احتمالات رجوع شود)  
 فرض کنیم در ظرفی دو مولکول گرم ( $2N$  مولکول) از گازی محتوی است  
 برای سهولت بیان بهر يك از مولکولها يك شماره میدهم یعنی يك مولکول را باشماره  
 يك دیگری را باشماره دو ۰۰۰۰۰ دیگری را باشماره  $n$  مینامیم پس ظرف محتوی  
 مولکولهای شماره ۱ تا  $2N$  خواهد بود؛ تصور ظرف را بدو قسمت مساوی  $A$  و  $B$   
 تقسیم میکنیم در لحظه ۱ مولکول شماره يك ممکن است در قسمت  $A$  یا در  
 قسمت  $B$  باشد بنا براین يك شانسی روی دو موجود است برای اینکه مولکول  
 شماره يك در قسمت  $A$  باشد و یا بعبارت دیگر احتمال اینکه مولکول  
 شماره يك در  $A$  باشد  $\frac{1}{2}$  است. بهمین طریق يك شانسی روی دو موجود است  
 که مولکول شماره دو در قسمت  $A$  باشد و يك شانسی روی چهار موجود است که مولکول  
 ۱ و ۲ هر دو در  $A$  باشد  $\frac{1}{4} = \frac{1}{2} \times \frac{1}{2}$  چون استدلال فوق را نسبت بکلیه مولکولها  
 تکرار کنیم خواهیم دید که يك شانسی روی  $2^N$  موجود است که در لحظه ۱ تمام  
 مولکولها در قسمت  $A$  باشد. بزرگی عدد  $N$  و بالتیجه کوچکی احتمال  $2^N$  ۱/۲  
 کافی است که نشان دهد حالت مذکور که از لحاظ تئوری ممکن است بظهور

برسد عملاً بظهور نخواهد رسید .

اینک به بینیم چند شانس موجود است که  $n$  مولکول در قسمت  $A$  باشد ممکن است مولکولهای شماره ۱ تا  $n$  در  $A$  و بقیه در  $B$  باشد بطوریکه قبلاً استدلال کردیم میتوان ثابت کرد که یک شانس روی  $2^N$  برای حدوث چنین حالتی موجود است . ولی ممکن است  $n$  مولکول که در  $A$  موجود است از مولکولهایی که دارای شماره دیگر هستند مثلاً مولکولهای شماره  $n+1, n+2, \dots, 2N$  و یا مولکولهای با شماره های دیگر تشکیل شده باشند .

بنابراین بهمان تعداد که میتوان  $2^N$  شیئی را  $n$  به  $n$  ترکیب کرد میتوان ترکیبهای مختلفی برای جا دادن  $n$  مولکول در ظرف  $A$  پیش بینی نمود . تعداد ترکیبهای مختلف ممکن را میتوان بوسیله فورمول ذیل بدست آورد

$$92 \quad W = \frac{(2N)!}{(2N-n)!n!}$$

بنا به فرض تمام ترکیب ها مساوی الاحتمالند و عدد  $W$  معرف احتمال وجود  $n$  مولکول در قسمت  $A$  میباشد . این عدد بازای مقدار  $n = N$  ماکزیموم است از این رو نتیجه میشود توزیعی که احتمال وقوعش بیش از کلیه توزیع ها است آنست که در آن مولکولها متساویاً در دو قسمت مساوی ظرف تقسیم شده باشند یعنی نصف مولکولها در  $A$  و نصف آن در  $B$  باشد .

بیان فوق کاملاً تفاوت بیان و وضع اجسام موضوع را از نظر ترمودینامیک و از نظر استاتستیک مشخص میکند . از نظر ترمودینامیک گوییم تعادل ممکن

نیست برقرار شود مگر آنکه در دو قسمت ظرف به مقدار مساوی مو لاسکول  
موجود باشد .

از نظر استاتیستیک گوئیم طرز توزیع دائما در تغییر است و تمام توزیع ها  
ایز ممکن است ولی توزیعی که احتمال حدوثش بیش از کلیه توزیع ها است آنست  
که مو لکولها متساویا در دو قسمت ظرف تقسیم شده باشند .

از لحاظ عمل در واقع دو نظر معادلند چه که از لحاظ بزرگی عدد  $N$  احتمال  
وقوع توزیع هائیکه نسبت به توزیع با احتمال مساوی دوم دارای تفاوت محسوسند  
بقدری کوچک است که عملا بظهور نمی رسند معنایک بطوریکه از بعد خواهیم دید  
مطالعه این قبیل توزیع هائیز وسیله کشف بسیاری از پدیده ها شده که در ترمودینامیک  
تحت عنوان انحراف از حالت تعادل نام برده میشود و توضیح آنها بواسطه اصول  
کلاسیک میسر نیست .

۳۸ - آنتروپی و احتمال . در ترمودینامیک حالت گاز بواسطه عده  
محدودی پارامتر مانند دما و فشار مشخص و رابطه بین این پارامتر ها مورد  
مطالعه قرار میگردد .

در تئوری سینتیک بطوریکه در جمله پیش متذکر شدیم برای مشخص کردن  
حالت گاز باید عده بینهایت زیادی پارامتر در نظر گرفت ( مقادیر  $x$   $y$   $z$   
 $x$  و  $y$  و  $z$  برای هر مو لکول ) و برای اینکه روابطیکه عملا قابل محاسبه  
باشد بدست آریم لازم میشود مقادیر متوسط بعضی کمیت های مربوط به عده زیادی

مولکول را اختیار کرد نظر باینکه نمیتوانیم حرکتهای هر مولکول را بالا نفراد در نظر گیریم ناچار بحساب احتمالات متوسل میشویم. از طرف دیگر يك حالت از گازی که از نظر ترمودینامیک کاملاً مشخص است ممکن است در نتیجه ترکیبهای مختلف و متعددی از پارامترهای مولکولی صورت گیرد مثلاً موقعیکه در ظرفی مانند A تعداد  $n$  مولکول موجود باشد از لحاظ ترمودینامیک دانسیته گاز مشخص است ولی بطوریکه در جمله پیش متذکر شدیم بعده  $W$  (رابطه ۹۲) ترکیب مختلف موجود است برای اینکه  $n$  مولکول در قسمت A باشد.

یا بنا به اصطلاح بولتزمن بهر حالت ما کروسکیپیک ممکن است يك عده ترکیبهای مختلف برای پارامترهای مولکولی مربوط باشند.

کثیر الاحتمالترین حالت گاز حالتی است که بتوان آنرا بوسیله عدد زیادی از انواع ترکیب بظهور رساند. عدد  $W$  را معمولاً برای ضریب احتمال حالت مورد نظر اختیار میکنند.

کاملاً طبیعی است گازیکه تحت تاثیر عوامل خارجی نبوده و بدواً در حالت غیر مشخصی است بتدریج بسمت حالتییکه وقوع آنها کثیر الاحتمالتر است سوق یابد یعنی بسمت حالتییکه  $W$  مربوط باین حالتها ماکزیموم است میل نماید. سوق یافتن گاز بسمت حالتیهای با  $W$  ماکزیموم خود موجب قبول اصل ناواگشتنی بودن انتقالهای حقیقی است. پس انتقالهای ناواگشتنی که از نظر مکانیک معمولی غیر قابل تصور بود از نظر مکانیک استاتیستیک ممکن بنظر میرسد. از طرف



دیگر چنانچه بخاطر آریم که بنا اصل کاوژیوس آنتروپی همواره دوبانزایش است. دو اصل معادل یکدیگر بوده و برای اینکه تحت يك عنوان بیان شود کافی است قبول کنیم که آنتروپی تابع صعودی از احتمال  $W$  میباشد

$$93 \quad S = f(W)$$

برای مشخص کردن تابع  $f$  دو توده گاز مجزا از یکدیگر در نظر گیریم. آنتروپی یکی  $S_1$  و دیگری  $S_2$  است و آنتروپی مجموع  $S = S_1 + S_2$  میباشد اگر  $W_1$  و  $W_2$  عده ترکیبهای باشد که بوسیله آنها حالتیهای دو گاز ممکن است بظهور برسد. حالت مجموع دو گاز ممکن است از انضمام یکی از ترکیبهای گاز اول با یکی از ترکیبهای گاز دوم بظهور برسد بنا بر این عده ترکیبها برای مجموع دو دستگاه ممکن است  $W = W_1 W_2$  باشد و رابطه  $S = S_1 + S_2$  بشکل ذیل نوشته شود

$$f(W_1 W_2) = f(W_1) + f(W_2)$$

چنانچه رابطه فوق را نسبت به  $W_1$  و  $W_2$  مشتق گیریم رابطه دیفرانسیل

$$W_1 W_2 f''(W_1 W_2) + f'(W_1 W_2) = 0$$

$$W f''(W) + f'(W) = 0$$

بدست میآید که انتگرال آن بشکل ذیل است

$$94 \quad S = C_1 \text{Log. } W + C_2$$

برای تعیین پایای  $C_1$  میتوان بطریق ذیل عمل کرد

در آزمایش ژول از حالت يکه شروع میکنیم که تمام مولکولها ( $N$ ) در

قسمت  $\Delta$  هستند در اینجالت عده ترکیبها  $w_1 = 1$  است و آنتروپی دو مولکول گرام مساوی است با

$$95 \quad JS_1 = -2R \cdot \text{Log} p + JS_0$$

که در آن  $JS_0$  فقط تابع دمای  $T$  است (۱).

بعد از واتنش (حالت دوم) گاز در تمام ظرف جا گرفته و فشارش  $\frac{P}{2}$  است در هریک از دو نیمه ظرف  $N$  مولکول موجود است

$$JS_2 = -R \cdot \text{Log} \cdot \frac{P}{2} + JS_0$$

$$w_2 = \frac{(2N)!}{N! \cdot N!}$$

چون عدد  $N$  بزرگ است میتوان فاکتوریلها را با فورمول تقریبی استرلینگ حساب کرد و بدو جمله اصلی آن که بشکل ذیل است قناعت نمود

$$96 \quad \text{Log} \cdot N! = N \cdot \text{Log} \cdot N - N$$

(۱) برای محاسبه آنتروپی یک مولکول گرام داریم

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T} (C \cdot dT + h \cdot dp)$$

$$pv = RT \quad h = -\frac{T}{J} \frac{\partial v}{\partial T} = \frac{TR}{Jp}$$

$$dS = \frac{C}{T} dT + \left(-\frac{R}{J} \frac{dp}{p}\right) \quad S = -\frac{R}{J} \text{Log} \cdot p + \int \frac{C}{T} dT$$

$$JS = -R \text{Log} \cdot P + J \int \frac{C}{T} dT = -R \cdot \text{Log} \cdot p + JS_0$$

چون در رابطه ۹۴ بجای  $S$  به ترتیب مقادیر  $S_2$  و  $S_1$  را گذارده و  $C_2$  را حذف کنیم نتیجه میشود

$$95 \quad J(S_2 - S_1) = JC_1 (\text{Log. } W_2 - \text{Log. } W_1) = -2R (\text{Log. } \frac{P}{2} - \text{Log. } p)$$

بنابراین رابطه ۹۶ داریم

$$\text{Log. } W_2 - \text{Log. } W_1 = \text{Log. } (2N!) - 2 \text{Log. } (N!) =$$

$$(2N \cdot \text{Log. } 2 - 2N) - 2(N \text{Log. } N - N) = 2N \cdot \text{Log. } 2$$

$$J(S_2 - S_1) = 2R \cdot \text{Log. } 2$$

$$JC_1 = \frac{J(S_2 - S_1)}{\text{Log. } W_2 - \text{Log. } W_1} = \frac{2R \cdot \text{Log. } 2}{2N \cdot \text{Log. } 2} = \frac{R}{N} = k$$

چون از  $C_1$  که پایای اضافی غیر مشخص است صرف نظر شود میان آنتروپی  $S$  و احتمال  $W$  رابطه بولتزمن

$$98 \quad JS = k \cdot \text{Log. } W$$

را بدست میآوریم

رابطه فوق که بوسیله بولتزمن برای یک گاز بدست آمده اینک رابطه کلی تلقی میشود و میتوان گفت برای هر دستگاه مجزائی آنتروپی در یک حالت مساوی حاصل ضرب  $k$  در لگاریتم نیرین احتمال  $W$  این حالت است

بدین طریق میتوان اصل دوم را نتیجه ای از تئوری سینتیک دانست • افزایش

آنتروپی معرف این حقیقت است که دستگاه از حالتی که احتمالشان کمتر است به سمت حالتی که احتمال سوق میابد • چون اصل دوم بدین طریق توضیح داده شود حدود امکان بکار بردن آن نیز مشخص میشود زیرا نمیتوان آنرا برای

دستگاه‌یکه از ماده معدودی مولکول تشکیل شده بکار برده زیرا برای چنین دستگاهی احتمال مربوط به حالتی چندانی، تفاوتی با احتمال مربوط به حالت دیگر ندارد ولی برای دستگاه‌هاییکه محسوس هستند و ممکن است مورد آزمایش قرار گیرند یعنی دستگاه‌هاییکه شامل ملیارد ها مولکول میباشند احتمالیکه منظور میشود در واقع یقین است \* مثلاً احتمال اینکه در آزمایش ژول تمام مولکولها در یک طرف قرار گیرند بقدری کوچک است که میتوان عملاً حصول چنین حالتی را غیر ممکن دانست

## فصل نهم

### انحراف

یک دستگاه مجزا همیشه در حالت مربوط به احتمال ماکزیموم باقی نمانده و در آن همواره تغییری بظهور میرسد که باعث انحراف از حالت تعادل یا با اصطلاح بروز فلوکتواسیون میشود (fluctuation) انحرافها کاملاً غیر منظم و غالباً خیلی ضعیف و غیر محسوسند ولی گاه محسوس بوده و با وسائلی می‌توان آنها را مشاهده نمود و وجود این انحرافها که برخلاف بیان ترمودینامیک اصل کارنو است<sup>۱</sup> خود مثبت تصدیق فرضها و اصول تئوری سینتیک است علت وجود انحرافها می‌توان<sup>۲</sup> بسهولت در یافت:

حجم کوچکی از گاز را در نظر گیریم میدانیم که در نتیجه حرکت مولکولها و تغییر مکان دائم آنها در هر لحظه هزاران مولکول از اطراف در حجم منظور داخل شده و هزاران مولکول خارج میشود پس عده مولکولها در این حجم دائم در تغییر است با نتیجه دانسیته دائم تغییر میکند با ورود و خروج مولکولها شبکه

سرعت آنها متفاوت باشد دما تغییر میکند پس دمای گنج مفروض نیز دائم در تغییر است همانطور که قبلاً هم متذکر شدیم تعادلهای میکائیکی و یا حرارتی در واقع تعادل در اطراف يك حالت متوسط است چون جنبش مولکولی در تمام پدیده‌های فیزیکی دخالت دارد ناچار در هر حالت تعادل ظاهری انحراف وجود خواهد داشت يك حجم سنگین در حال تعادل باید دارای انحراف مکانی در اطراف مکان تعادل باشد. تجربه نشان میدهد در گزنی که در حالت تعادل تکدما است انحراف دما و دانسیته بطور میرسد بطور کلی هرچه پدیده‌های مورد نظر در اشل‌های نزدیکتر به اشل مولکولی مطالعه شود بروز انحرافات زیادتر است انشتن قانون عمومی انحرافات را بدست داده ممکن است این قانون را بوسیله رابطه بولتزمن نیز بدست آورد

فرض کنیم  $S_0$  و  $W_0$  مقادیر آنتروپی و احتمال برای دستگاهی موقعی که در حال تعادل است باشد و  $W$  احتمال در موقعی که دستگاه مذکور دارای آنتروپی  $S$  است بنا به رابطه بولتزمن داریم

$$JS = k \cdot \text{Log} \cdot w \quad JS_0 = k \cdot \text{Log} \cdot w_0$$

$$J(S - S_0) = k \cdot \text{Log} \cdot \frac{w}{w_0}$$

$$99 \quad w = w_0 \cdot e^{\frac{J(S - S_0)}{k}}$$

فرض کنیم در ضمن انحراف انرژی داخلی  $[J]$  ثابت ماند و بعلاوه انحرافات را در نظر گیریم که دما در آن پایا ماند

تغییرات  $A - A_0$  انرژی قابل استفاده عبارت است از

$$A - A_0 = (U - JTS) - (U - JTS_0) = -JT(S - S_0)$$

بجای  $-J(S - S_0)$  مقدارش  $\frac{A - A_0}{kT}$  را در رابطه ۹۹ میگذاریم

$$100 \quad w = w_0 \cdot e^{-\frac{A - A_0}{kT}}$$

حالت تعادل حالتی است که در آن احتمال ماکزیموم است و انرژی قابل

استفاده مینیموم. مقدار  $A - A_0$  همیشه مثبت است و  $w$  که کوچکتر از  $w_0$  موقعی که  $A - A_0$  مساوی یا بزرگتر از  $kT$  شود  $w$  سرعت کم میشود ولی انحراف های انرژی قابل استفاده اغلب کمتر از  $kT$  است بوسیله فورمول ۱۰۰ میتوان عده انحرافها را که بروز میکند حساب کرد و مقدار متوسط  $A_m - A_0$  را تعیین نمود. نتیجه محاسبه رابطه ۱۰۱ را بدست میدهد

$$101 \quad A_m - A_0 = \frac{kT}{2}$$

انحراف متوسط انرژی قابل استفاده در ضمن پیدایش انحرافها مساوی انرژی سینتیک متوسط یک مولکول برای هر درجه آزادی است و مقدار آن خیلی کوچک و عموماً غیر محسوس است. اسمولوکوفسکی (۴۳ Smoluchowski) تئوری عده

را در باره انحرافهای دانسیته تکد ما برای یک شاره بکار برده است.

گنج  $v$  از شاره ای را در نظر گیریم فرض کنیم عده مولکولهای محتوی در

گنج  $v$  در حالت تعادل  $n$  باشد میتوان ثابت نمود که

$$102 \quad A - A_0 = n \cdot \frac{kT}{2} e^{\frac{A - A_0}{kT}}$$

که در آن  $\epsilon = -\frac{dv}{v}$  معرف تراکم (Condensation) است

چون در رابطه ۱۰۲ بجای  $A - A_0$  مقدار متوسط  $\frac{kT}{\gamma}$   $A_m - A_0 =$

را بگذاریم مقدار متوسط  $\epsilon_m$  که مساوی  $\frac{1}{n}$  است بدست می آید بنابراین

$$\epsilon_m = \sqrt{1/n}$$

بطوریکه ملاحظه میشود هرچه حجم کوچکتری که شامل عده کمتری مولکول است منظور شود مقدار  $\epsilon$  بزرگتر است. چنانچه ابعاد حجم منظور در حدود طول موج اشعه مرئی باشد  $n$  در حدود چند میلیون و  $m$  کمتر از هزارم است بطوریکه ملاحظه میشود انحرافها محسوس نیستند

مطالعه نظری نشان میدهد که هرچه بنقطه بحرانی نزدیکتر شویم اهمیت انحرافهای دانسیته زیاد میشود تا آنکه بجائی میرسد که تغییر دانسیته در ضریب انکسار مؤثر شده و باعث پراش نور میشود تجربه وجود این پدیده را که بعبار آلودگی در حالت بحرانی Opalescence critique موسوم است نشان میدهد در این حالت در نتیجه پراش نور که مذکور شد شار و غیر آلود بنظر میرسد.

با سنجش شدت نور پراکنده شده موفق شده اند عدد اووگادرو  $N$  را با تقریب کافی حساب کنند. توافق نتیجه با نتیجه محاسبه این عدد بوسیله دیگر صحت تئوری انحرافها را ثابت میکنند.



## فصل دهم

### اثبات تجربی حرکت مولکولها = حرکت براونی

۴۰ - در فصول گذشته فرمهای بنیادی تئوری سینتیک را مورد بحث قرار داده و ملاحظه کردیم در بسیاری از حالتها که تئوری منجر به مطالعه پدیده ها و عظمتهای فیزیکی از قبیل پدیده پراش - رسانائی حرارتی - اصطکاک داخلی ... شد تنها به حاصل از فرمولهای تئوری با نتایج حاصل از سنجش مستقیم متوافق بود و این توافق صحت فرمهای تئوری سینتیک را ثابت مینمود . معذالک تا ۱۹۰۸ دلیل قاطعی که فرم بنیادی تئوری سینتیک یعنی حرکت دائمی مولکولها را ثابت کند در دست نبود و میتوان گفت مخالفت عده ای از علمای وقت را با فرضی تئوری سینتیک از این جهت داشت

برای اینکه تئوری سینتیک بر اساس متینی استوار و مورد قبول عموم علماء قرار گیرد لازم بود صحت فرض و بهرود حرکت دائمی مولکولها بوسیله تجربی ثابت گردد .

حصول این نتیجه مرهون آزمایشهای فوق العاده مهم و دقیق فیزیک دان مشهور فرانسوی ژان پیرن Jean Perrin ( ۳۶ م ) است که با استفاده از مطالعه حرکت براونی بطوریکه در این فصل خواهیم دید وجود حرکت مولکولی را با آزمایش ثابت نموده است

۴۱ - حرکت براونی - در ۱۸۲۷ براون Brown گیاه شناس معروف انگلیسی متوجه شد که ذرات ریزی مانند ذره های لیکوپد Licopode و گامبوژ Gamboge و ..... که در محلولی پراکنده اند در میدان میکروسکوپ دائما در حرکتند براون آزمایشهای بسیاری در این باب با اجسام مختلف انجام داد و وجود حرکت مذکور را برای تمام اجسام مشاهده نمود. از مشاهده این حرکت دائم و غیر منظم و عمومیت وجود این کیفیت برای کلیه اجسام براون معتقد شد که چون مولکولهای مایع دائما در حرکتند و همواره از این سو بآن سو میروند در ضمن حرکت بذراتیکه در مایع متفرقند برخورد میکنند و در نتیجه این برخورد های متوالی و غیر منظم بر نقاط مختلف سطح ذره این ذره تحت تاثیر نیروئی قرار گرفته از این سو بآنسو رانده میشود. اشیاء این فشاریه تولید هیجانی در افکار علماء فن نمود و عده زیادی در صدد تحقیق و آزمایش بر آمدند از این آزمایشها ( قبل از آزمایشهای پیرن ) نتایج ذیل که بطور کیفی (Qualitative) صحت فرض براون را نشان میدهد بدست آمد آزمایشهای پیرن موضوع را بحسن ختام خاتمه داده و بنحوقطعی و کمی (Quantitative) صحت فرض را نشان داد و وجود حرکت مولکولی را ثابت نمود.

۱ - حرکتهای کاملاً غیر منظم و بی ترتیب است دو ذره که دو یک محل هستند در آن واحد در امتداد واحدی سیر نمیکنند . حرکت ممکن ذره در میدان مشاهده بستگی ندارد . بنا بران حرکت ذرات در نتیجه وجود جریان یا همپرداری در مایع بطور نمیرسد .

۲ - حرکت به ارتفاع ظرف بستگی ندارد .

۳ - هرچه غلظت کمتر باشد حرکت سریع تر است .

۴ - هر چه ذره کوچکتر باشد حرکت بیشتر است .

۵ - در دمای مساوی دو ملکول که ابعادشان مساوی باشد با سرعت مساوی

حرکت میکنند

۶ - حرکت دائمی است و بهیچ وجه قطع نمیشود

این نتایج میرساند که حرکت از خصائص انفرادی ذرات است که بالاستقلال

انجام میگردد و عوارض خارجی از قبیل ارتفاعات مکانیکی جریان مایع و غیره

در آن موثر نیست تغییر حرکت در نتیجه تفاوت ابعاد و تغییر غلظت و دما ثابت

میکند که حرکت در نتیجه نیروهائی از نوع نیروهای حاصل از ضربه های مولکولی

است بالاخره دائمی بودن حرکت میرساند که انرژی لازم برای ادامه حرکت

منبع از خصائص شیمیائی یا الکتریکی نبوده و تنها منبعی که میتواند این انرژی

رابطور دائم تامین کند وجود حرکت دائمی مولکولها است

بنا به آنچه ذکر شد میتوان فرض کرد مولکولها در ضمن حرکت

دائم خود بذراتیکه در محلول پراکنده شده و ابعاد آنها عموماً چندین مایون برابر ابعاد مولکولها است دائماً برخورد میکند . اگر ذرات نسبتاً بزرگ باشند عده برخورد ها در تمام سطوح ذره بطور متوسط برابر است ولی برای ذرات کوچکتر عده برخورد ها در تمام سطوح عموماً مساوی نیست بالنتیجه ذره تحت تاثیر نیروهای غیر متعادل قرار گرفته که آنرا از این سو بان سو میرانند بنا بر آنچه گفته شد ممکن است ذره مانند مولکول بزرگی تلقی شود که حرکت آن مشابه حرکت واقعی مولکولها است تشبیه حرکت این ذرات قابل رویت به حرکت مولکولها اساس استدلال و نتایج حاصل از آزما یشهایی است که برای نشان دادن وجود حرکت مولکولی بعمل آمده است زیرا اگر از لحاظ حرکت مولکولی تفاوت این ذرات با مولکولهای واقعی فقط از لحاظ بزرگی ابعاد باشد باید بتوان بسیاری از قوانین حرکت مولکولها را درباره این ذرات نیز بکار برد . مثلاً باید بتوانیم این ذرات را بمولکولهای جسمی که در حلالی حل شده است تشبیه کنیم و قوانین محلولها و قوانین وانت هوف Vant-Hoff را درباره آنها بکار ببریم . بزرگی ابعاد ذرات ممکن است اصل سنجش را تغییر دهد ولی نباید در طبیعت و کیفیت اختصاصی پدیده تغییر پذیری دهد . مثلاً قوانین توزیع دانسیته و انرژی که برای گازها صادق است باید موقعی که تعادل حرارتی برقرار میشود بدون تغییر اساسی درباره ذراتیکه دارای حرکت براونی هستند نیز صادق باشد . باید قانون ترازهای بارومتر که برای مخلوطی از گاز صادق است در باره ذرات نیز صادق باشد بدیهی است تغییر دانسیته با تغییر ارتفاع برای ذرات بمراتب سریعتر از مولکولهای گاز

خواهد بود. همچنین باید بتوان قضیه یکی پاری انرژی را در باره ذرات بسکار  
برد و ثابت کرد که هر يك از این ذرات دارای انرژی سینتیک  $\frac{kT}{2}$  برای  
هر درجه آزادی میباشد.

۴۴- حرکت براونی و قانون ترازها بارومتري. مطالعه محلولهای رقیق  
نشان میدهد که از بسیاری جهات میتوان مولکولهای اجسام را که در مایعی حل  
شوند مشابه مولکولهای گاز که در فضای تهی پراکنده اند دانست. مثلاً عمل يك  
مولکول گرم قند (۳۴۲ گرم) که در دمای مشخصی در ۱۶۲۴ لیتر آب حل شده  
است مانند عمل مولکولهای بخار قند تحت فشار يك اتموسفیر و در همان دما  
است یعنی ذرات قند نیز مانند مولکولهای بخار دارای جنبش حرارتی هستند و  
بدیواره ها فشار وارد میکنند (فشار تراوشی صفحه ۹۱ کتاب گرما)

چنانچه مولکولهای سنگین تری مانند سولفات دو کینین اختیار کنیم باز  
بنهمان نتیجه میرسیم و بطور کلی ملاحظه میشود که وزن مولکولی در کیفیت  
مذکور تاثیری ندارد. در واقع عمل مولکول سنگین قند که شامل ۴۵ اتم است  
و مولکول سنگین تر سولفات دو کینین که بیش از ۱۰۰ اتم دارد بعین مانند  
مولکول بسیار سبک هیدروژن است.

چون سنگینی و عده اتم های يك مولکول موثر نیست خارج از منطق نیست  
اگر گفته شود که قوانین گازها و یا محلولها را در باره ذراتیکه در مایعی متفرق  
هستند نیز میتوان بسکار برد بدین طریق میتوان ذراتی را که در محلول براونی  
متفرقند مثلاً به مولکولهای ذرات که در هوا متفرقند تشبیه نمود مولکولهای ازت

دارای جنبش مولکولی هستند از

تأثیر نیروی جاذبه.

در این رو در تمام جهات در حرکتند ضمناً تحت

تأثیر نیروی جاذبه.

در این هر لایه ای نسبت به لایه داخلی فشاری وارد میکند مولکولهای لایه

بغلایه تحت فشار لایه خارجی نیز هستند زیرا در اثر حرکت مواکولی فشار

از لایه ای به لایه دیگر منتقل میشود. نظر باینکه افزایش فشار باعث افزایش

دانشیه میشود در هر لایه داخلی بیشتر از لایه خارجی مسا قبل

مولکول جمع میشود و بالتیجه نیروی جاذبه وارد بر مولکولهای هر لایه ای بیش

از لایه خارجی ما قبل است بنا براین هر چه بطرف مرکز زمین نزدیک شویم فشار

زیاد تر میشود و میزان تغییر بیش از یک تغییر خطی است. هر چه مولکول سنگینتر

باشد تأثیر نیروی جاذبه روی مولکولهای هر لایه ای بیشتر است بنا بر این هر

چه فاصله لایه منظور از مرکز کمتر شود تغییر فشار سریعتر است مثلاً برای

اکسیژن در دمای صفر درجه چون پنج کیلو متر بالا رویم دانشیه نصف میشود

در هیدروژن باید ۱۶ برابر بالا رفت تا بهمان نسبت رقت رسید شکل ۱۷ و ضمع

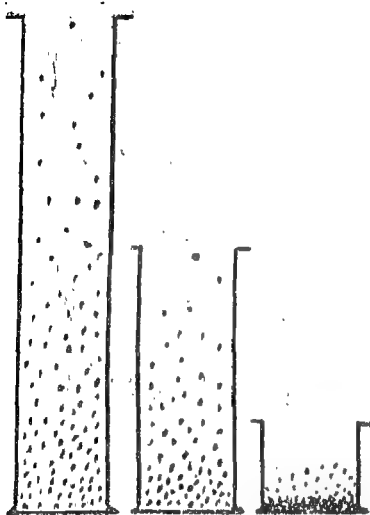
جمع شدن مولکولهای سه گاز هیدروژن هلیوم و اکسیژن که دارای سنگینی مختلف

هستند نشان میدهد در هر سه لوله به عده مساوی مولکول موجود است نسبت

اشل طوری است که ارتفاع بلند ترین لوله باید سیصد کیلو متر فرض شود.

برای مولکولهای قند که سنگینی آنها ده برابر مولکول ازت است کافی است

باندازه یکدهم میزانیکه برای ازت بالا میرفتیم بالا رویم تا همان نسبت دانشیه



شکل ۱۷

را داشته باشیم برای يك ذره كولوئید كه  
توده آن يكمليون برابر توده مولكولى قند  
است تغيير نسبت دانسیته كه در فضا مستلزم  
صعود كيلو متر بود در محلول براونى ضمن  
تغییر ارتفاع میلیمتر بدست میاید . بنا بر  
آنچه گذشت چنانچه ذراتی كه دارای حرکت  
براونى هستند مانند مولكولهای بزرگى عمل  
كنند و حرکت آنها در نتیجه حرکت دائمی  
مولكولهای مایع باشد در يك محلول براونى  
ذرات باید در لایه های مختلف با دانسیته های

مختلف قرار گیرند این تغییر دانسیته البته بستگی بتوده ذره خواهد داشت ولى وضع تغییر  
باید كاملا مطابق تغییر دانسیته مولكولهای هوا در ارتفاع های مختلف در فضا باشد  
و یا بعبارت دیگر دانسیته ذرات كه در ارتفاع های مختلف در يك محلول براونى (۱)  
موجود است باید تابع قانون ترازهای بارومتري باشد .

۴۳ — قانون ترازهای بارومتري . يك استوانه گساز در نظر گیریم

(۱) از لحاظ اختصار و برای اینکه در ضمن عبارت مایمیکه در آن ذرات واجد  
حرکت براونى متفرق هستند با محلول عادى (Solution) اشتباه نشود اواى-  
را تحت عنوان محلول براونى نام میبریم بنا براین هر جا كه محلول براونى ذكر  
شد منظور ماىعى است كه در آن ذراتى متفرق شده اند كه دارای حرکت  
براونى هستند .

مقطع آنرا  $a$  و ارتفاع یکی از لایه های مذکور در جمله فوق را  $dh$  و فشار در زیر و روی این لایه را  $p$  و  $p'$  نامیم بطوریکه متذکر شدیم  $p > p'$  است

$$p - p' = \frac{a \cdot dh \cdot \rho g}{a} = \rho g \cdot dh \quad ۱۰۳$$

که در آن  $\rho$  معرف دانسیته گاز (گرم در سانتیمتر مکعب) است .

چنانچه در رابطه فوق بجای  $\rho$  مقدارش  $p = \frac{M}{v}$  را که در آن  $M$  توده مولکولی و  $v$  حجم مربوط است بگذاریم خواهیم داشت

$$p - p' = \frac{Mg}{v} dh$$

چون تغییرات  $dh$  و  $dp$  عکس یکدیگرند یعنی با افزایش ارتفاع فشار

کم میشود برای اینکه رابطه عمومی باشد بهتر است علامت جبری بکار برده و رابطه را بشکل ذیل بنویسیم

$$dp = p - p' = - \frac{Mg}{v} dh$$

با فرض اینکه قوانین گازهای کامل نیز در اولین تقریب در باره ذرات صادق

است میتوان قانون ماریت را بکار برد و چون بجای  $v$  مقدارش  $\frac{RT}{p}$  را د

فورمول بگذاریم داریم

$$\frac{dp}{p} = \frac{Mg}{RT} dh$$



رابطه فوق را از  $p = p_0$  در ارتفاع  $h=0$  تا  $p=p$  در ارتفاع  $h$

انتگرال میگیریم

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = - \frac{Mg}{RT} \int_0^h dh$$

$$\text{Log } p - \text{Log } p_0 = - \frac{Mg}{RT} h$$

$$104 \quad p = p_0 e^{-\frac{Mg}{RT} h}$$

نظر باینکه  $n$  و  $n_0$  (عه ذرات یا مولکولها در سائیمتر مکعب)

با  $p_0$  و  $p$  متناسبند میتوان نوشت

$$105 \quad n = n_0 e^{-\frac{Mg}{RT} h}$$

قانون فوق قانون معروف لاپلاس است. بطوریکه علاءظنه میکنیم چون ارتفاع

کم شود دانسیته بانبست اکسیونانسیل اضافه میشود

چنانچه در رابطه فوق بجای  $M$  مساویش  $mN$  را بگذاریم داریم

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{mNgh}{RT}}$$

اگر مقادیر  $m$  و  $h$  و  $R$  و  $T$  در دست باشد برای يك نسبت معینی از  $\frac{n}{n_0}$

میتوان عدد  $N$  را حساب کرد.

در يك مایع براونی نیروی جاذبه روی ذراتی وارد میشود که از طرف مایع

نیز بطرف بالا رانده میشوند بنابراین بجای  $mg$  باید  $m \left( \frac{D-d}{D} \right) g$  که در آن  $D$  دانسیته ذرات و  $d$  دانسیته مایع است بکار برد. چنانچه  $V$  حجم ذرات باشد داریم

$$107 \quad \frac{n}{n_0} = e^{-\frac{N}{RT} m \left( 1 - \frac{d}{D} \right) gh} = e^{-\frac{NV}{RT} (D-d) gh}$$

$$108 \quad \text{Log} \frac{n_0}{n} = \frac{NV}{RT} (D-d) gh$$

برای تحقیق اینکه آیا ذراتیکه دارای حرکت براونی هستند از قانون فوق تبعیت میکنند یا نه ژان پرن یکمده آزمایشهای فوق العاده مشکل و مهم انجام داده است. نظر با اهمیت موضوع ما خلاصه این آزمایشها را با استفاده از بسکی از کنفرانسهاییکه بوسیله این دانشمند معروف در انجمن فیزیک پاریس ادا شده است درج میکنیم

۴۴ - تهیه یک محلول براونی مناسب - برای تهیه ذراتیکه باید در مایع پراکنده شوند پرن دو نوع صمغ بکار برده یکی ماستیک Mastie و دیگری گوت *gomme gutta* چون گوت با دست در آب سائیده شود بتدریج حبل شده و محلول زرد رنگی تشکیل میشود چون با میکروسکوپ در این محلول نگاه کنیم عده پیشماری دانه های کروی شکل با اندازه های مختلف دیده میشود. ممکنست گوت را بدوا در الکل ریخت الکل ماده زرد رنگ را در خود حل میکند چنانچه این محلول را که شبیه به محلول پیکرومات است بوسیله آب رقیق کنیم محلول

تغییر شکل داده و گلوله های کوچک زرد رنگی که مشابه دانه های طبیعی است تشکیل میشود.

ماستیک بدوا در الکل حل شده و محلولی تشکیل میدهد که چون بوسیله آب رقیق شود مایعی شیری رنگ بدست میآید که در آن عده بیشمار دانه های شفاف و بیرنگ پراکنده است.

در تمام حالات باید ابتدا محلول براونی را تصفیه کرد. برای اینکار این محلول را تحت تاثیر نیروی گریز از مرکز قرار میدهند centrifugation در نتیجه ذرات کروی شکل ( که برای سهولت آنها را گلوبول نامیم ) اطراف یکدیگر جمع شده و بقیه مایع روی آنها قرار میگیرد این مایع را ریخته آب مقطر بجای آن میریزند دانه ها در آب پراکنده میشوند مجدداً محلول را تحت تاثیر نیروی گریز از مرکز قرار میدهند گلوبولها باز دور هم جمع شده و روی آنها آب غیرخالص جمع میشود آب را ریخته باز عمل را تکرار میکنند تا موقعی که محلول براونی فقط شامل گلوبولها با آب خالص باشد.

در محلول براونی که بدین طریق بدست آمده گلوبولهایی که دارای ابعاد مختلفند وجود دارد باید گلوبولهای را انتخاب کرد که دارای اندازه های مساوی باشند برای این عمل نیز پرن از نیروی گریز از مرکز استفاده کرده است. چون محلول براونی که بطریق فوق الذکر تهیه شده تحت تاثیر نیروی گریز از مرکز خیلی قوی قرار گیرد دانه هایی که کوچکترند بطرف خارج پرتاب میشوند بالنتیجه میتوان بتدریج گلوبولهای را که دارای شعاعهای مساویند از یکدیگر جدا نمود.

پرون برای یکی از آزمایشهای خویش هزار و دویست گرم صمغ گوت بکار برده و بطریقی که گفته شد طی چندین ماه کار از این ۲۰۰ گرم چند دسی گرم گلبولهاییکه دارای شعاعهای تقریباً مساوی و مناسب برای آزمایش مورد نظر او بوده است جدا کرده .

۴۵ — تعیین توده دانه ها — پس از تهیه محلول براونی بکنواخت بطریقی که گفته شد میتوان ابعاد تمام گلبولهای موجود در مایع را تقریباً مساوی دانست لذا کافی است توده متوسط یکی از گلبولها را تعیین کرد بنا براین باید دانسیته D جسمیکه این گلبولها را تشکیل میدهد معلوم نمود . پرون برای اطمینان این عمل را بسه طریق مختلف انجام داده است

الف — روش معمولی موسوم بروش تنک (Methode de Flacon)

تنک چگالی سنج را پر از آب مقطر کرده با ترازوی دقیق میکشند سپس تنک را پر از محلول براونی کرده و میکشند ( در همان دما که آب خالص بکار رفته ) سپس محلول براونی را در ۱۱۰ درجه تبخیر میکنند دانه هاییکه در محلول است پس از تبخیر آب فیلم زرد رنگی تشکیل میدهند این فیلم را نیز میکشند .

وزن فیلم خشک شده توده دانه های صمغ را که در محلول پراکنده بوده اند بدست میدهد تفاوت وزن آب خالص و وزن محلول براونی تفاوت توده تمام دانه های متفرق در مایع و آب هم حجم آنها را بدست میدهد

ب — از جسمیکه در نتیجه عمل تبخیر مذکور در جمله پیش بدست آمده کمی در آب ریخته و دانسیته آنرا میسنجند

ج — در محلول براونی مقداری بروموز دویتاسیم میریزند تا موقعیکه دانسیته

محلول بقدری نزدیک بدانسیته دانه ها شود که نیروی گریز از مرکز در جدا کردن دانه ها تأثیری نداشته باشد اگر با وجود نیروهای گریز از مرکز قوی دانه ها جدا نشوند معلوم میشود اختلاف دانسیته ای میان دانه ها و محلول وجود ندارد که در نتیجه این اختلاف دانسیته دانه ها جدا شوند بنا بر این چون دانسیته محلول را تعیین کنیم مانند آنست که دانسیته دانه ها را معلوم کرده باشیم، پرن در یکی از آزمایشهای خویش مقادیر ذیل را با سه طریقه فوق برای يك جسم بدست آورده است.

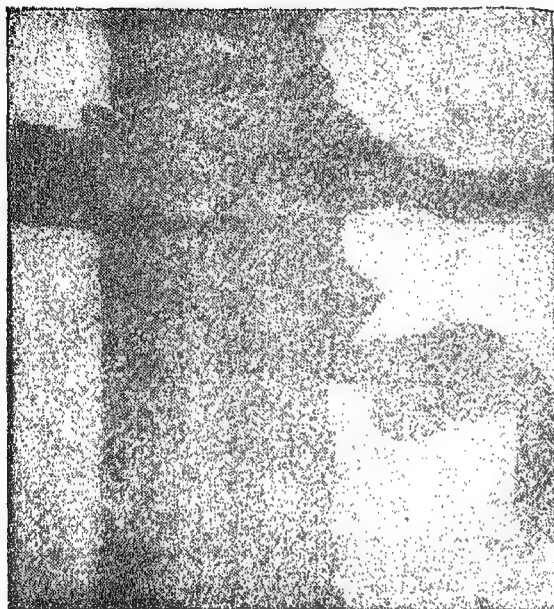
$$D_1 = 1.1942 \quad D_2 = 1.194 \quad D_3 = 1.195$$

پس از تعیین دانسیته باید شعاع گابولها را تعیین کرد برای اینکار نیز پرن از لحاظ حصول اطمینان سه طریقه بکار برده است

#### الف - سنجش مستقیم شعاع با استفاده از اطاق روشن میکروسکپ

چون سنجش مستقیم يك گابول ممکنست در نتیجه تأثیر بر اش نور نتیجه صحیح بدست ندهد بهتر است سنجش نسبت به عده ای از گابولها که پهای یکدیگر قرار گرفته اند انجام گیرد برای این منظور پرن يك قطره محلول پراونی رقیق را روی صفحه زیر میکروسکپ (Porte objet) ریخته و میگذارد که آب تبخیر شود موقعیکه تبخیر نزدیک با تمام است در نتیجه تأثیر نیروهای هوئینه ای گابولها دور هم جمع شده و در ردیفهای منظم که ضخامت آن فقط ضخامت يك گابول است قرار میگیرند (شکل ۱۸) اینك میتواند عده گابولها را که در طول یا سطح معينی قرار دارند سنجید بدینوسیله یکخواخت بودن گابولها نیز ممکنست بررسی شود. نظر باینکه ردیفها کاملاً منظم نیست ممکنست اندازه هائیکه بسا این روش

تعیین شده کمی بزرگتر از واقع باشد ولی چنانچه دقت کافی بعمل آید تفاوت غیر محسوس است و قابل توجه نیست \*



شکل ۱۸

ب- توزین دانه‌ها - بررن

مشاهده نموده است که اگر مایع کمی اسید باشد (یک صدم نرمال) دانه‌ها بدون اینکه بیکدیگر بچسبند بدیواره‌ها می‌چسبند. در فاصله زیاد از دیواره در حرکت براونی تغییر روی نمیدهد ولی موقعیکه اتفاقاً گلوله‌ای در نتیجه حرکت خود بدیواره برخورد بآن می‌چسبید پس از چند ساعت

تمام دانه‌های موجود در محلول بدیواره می‌چسبند و بدین طریق میتوان عده تمام دانه‌هاییکه روی قسمتی از دیواره چسبیده‌اند بدقت حساب کرد و با شماره چند هزار دانه عده دانه‌های موجود در حجم معینی از مایع را معلوم نموده و چون حجم معینی از مایع را تبخیر و وزن دانه‌های خشک شده را معلوم کنیم توده یک دانه معلوم میشود

ج - استفاده از قانون استکس Stokes - بنا بقانون استکس سرعت سقوط گلوله‌های بشعاع  $a$  را که در یک مایع با ضریب غلظت  $\gamma$  پراکنده‌اند و تحت تاثیر نیروی یکنواختی مانند نیروی جاذبه زمین قرار گیرند میتوان بوسیله فورمول ذیل بدست آورده

$$۱۰۹ \quad v = \frac{V(D-d)g}{\gamma a \pi \gamma} = \frac{\frac{4}{3} \pi a^3 (D-d)g}{\gamma a \pi \gamma} = \frac{\gamma a^2 (D-d)g}{9 \gamma}$$

این قانون که برای گلوله‌های ماکروسکوپی و میکروسکوپی (بشرطیکه خیلی کوچک نباشد) هر دو صادق است. ممکنست وسیله سنجش شعاع  $a$  گلبولها قرار گیرد. پرن با این روش نیز شعاع گلبولهای خود را تعیین نموده است. در جدول ۸ نتیجه سنجشهای پرن برای پنج دسته مختلف گلبولها ذکر شده است. اعدادیکه در بک خط افقی قرار دارند معرف شعاع یکنوع گلبول (واحد میکرون) هستند که به سه طریق فوق الذکر تعیین شده است

جدول ۸ - شعاع گلبولهای پرن

نوع گلبول	سنجش مستقیم بامیکروسکپ	توزین	قانون استکس
۱	۰.۵۰	—	۰.۴۹
۲	۰.۴۶	۰.۴۶	۰.۴۵
۳	۰.۳۷۱	۰.۳۶۷	۰.۳۶۵
۴	—	۰.۲۱۲	۰.۲۱۳
۵	—	۰.۱۴	۰.۱۵

بطوریکه ملاحظه میشود حتی برای گلبولهای خیلی ریز نتایج روشهای مختلف کاملاً متوافق است. مخصوصاً برای دسته سوم و چهارم دقت فراوان بعمل آمده

و در حدود ده هزار دانه در سنجش مستقیم شمرده شده است .

۴۷-طریقه مشاهده حرکت براونی برای مشاهده حرکت براونی سهلترین طریق

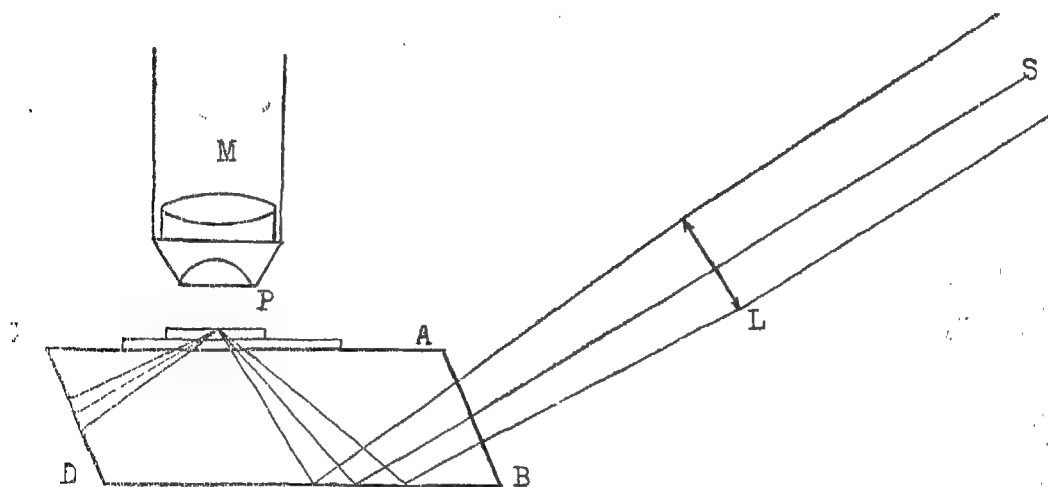
وسيله اولتراپيکروسکوپ و طریقه وسوم بطریقه کوتن و هوتن است Cotton Mutton

لایه نازکی از يك محلول براونی ( Solution Colloidal ) روی

شیشه صاف و پاکی گسترده آنرا روی شیشه ABCD میگذارند (شکل ۱۹) نور

منبع S ( قوس الکتریک ) بوسیله عدسی L بطور عمود بر سطح AB وارد

میشود نور بوسیله سطح BD بازتابیده شده پس از آنکه در P لایه محلول



شکل ۱۹

را روشن کرد بوسیله شیشه فوقانی که روی لایه گذارده شده منعکس میشود و

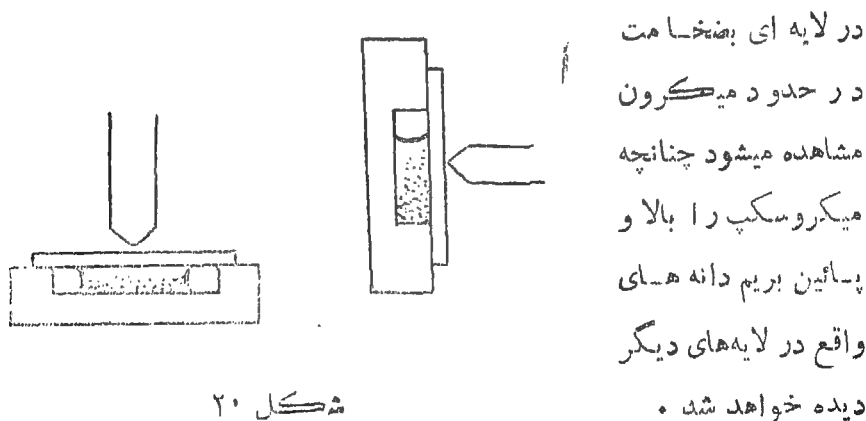
از دیواره CD خارج میشود . بدینوسیله بدون اینکه نور خارجی داخل

میکروسکوپ شود ذرات روشن شده نوری را که پراکنده میکنند وارد میکروسکوپ



میشود چون در میکروسکپ نگاه کنیم میدان میکروسکپ مانند آسمان در شب تاریک صافی بنظر میرسد ذرات در جنبش و تلاطم دائم مشاهده میشوند و مانند ستاره های درخشان برق میزنند.

۴۸- تعیین نسبت  $n_0/n$  - برای تعیین نسبت  $n_0/n$  برین بطریق ذیل عمل کرده است. ارتفاعیکه مورد مطالعه قرار داده در حدود دهم میلیمتر است یک قطره محلول براونی رادوی شیشه های مخصوص میکروسکپ به عمق یکدهم میلیمتر (شیشه به شیشه های میکروسکپ که برای شمردن گلبولهای خون بکار میرود) ریخته روی آنرا با شیشه تخت میپوشاند (Couvre objet) و برای جلوگیری از تبخیر اطراف شیشه پوشش را با پارافین اندوده میکند بطوریکه در شکل ۲۰ ملاحظه میشود ممکنست میکروسکپ را افقی یا قائم قرار داد. میکروسکپ خیلی قوی با میدان خیلی کم بکار میبرند با چنین میکروسکپی فقط دانه های موجود



شکل ۲۰

چه در طریق مشاهده افقی و چه در طریق مشاهده قائم ملاحظه میشود پس از

اینکه تاثیر ارتفاعات حاصل از تنظیم دستگاه تمام شد توزیع ذرات وضع تقریباً ثابتی بخود گرفته و رژیم دائمی برقرار میشود ( پرن در آزمایشهاییکه ذرات در آب پراکنده بوده مشاهده نموده که توزیع دائمی بفاصله یکساعت برقرار شده و وضع توزیع را تا ۱۵ روز بعد هم بهمان منوال دیده است ) موقعیکه توزیع دائمی برقرار شد ملاحظه میشود که عدده دانه ها در سطوح با ارتفاعهای مختلف متفاوت است و هر چه ارتفاع بیشتر شود عدده دانه ها کمتر میشود.

نظر باینکه ذرات در حرکت دائمند شمارش آنها خیلی مشکل است. برای سنجش دقیق پرن بدو طریقه عمل کرده است. در مشاهده مستقیم میدان را فوق العاده کوچک میکنند تا در آن واحد ۵ الی ۶ دانه بیشتر در میدان دید قرار نگیرد بدین طریق شمارش سریع اشکالی ندارد شك نیست که با این روش باید عدد زیادی سنجش بعمل آورد تا تمام میدان دیده شود

طریقه دیگر طریقه عکاسی فوری است. در مواقعیکه قطر گلوبولها و میزان روشنائی بقدر کافی باشد که بتوان عکسبرداری نمود این طریقه خیلی دقیقتر است زیرا پس از تهیه کلیشه میتوان بسهولة عدده دانه ها را در سطوح مختلف شمرد. پرن ضمن يك سری آزمایشهای خیلی دقیق که با دانه گوت بشعاع ۲۱۲ ر. میکرون انجام داده است در چهار سطح افقی با فاصله متساوی که در ارتفاعهای ۵ و ۳۵ و ۶۵ و ۹۵ میکرون سنجش نموده و با شمارش ۱۳۰۰۰ دانه نسبتهای ذیل را برای میزان تمرکز ( concentration ) عدده ذرات در سطوح

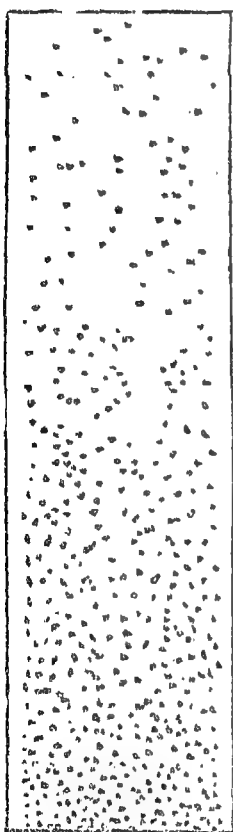
مذکور پیدا کرده است. ۱۰۰ ۴۷ ۲۲٫۶ ۱۲

پختناچه با قانون اکسپونانسیل نسبت مذکور را حساب کنیم ارقام

۱۰۰ ۴۸ ۲۳ ۱۱۱

را بدست میآوریم

شکل ۲۱ ترکیب پنج عکس<sup>۱۱</sup> است که از پنج سطح بفاصله ۶ میکرون از



يك محلول براونی که دانه های گوت بشعاع ۳۶۷ میکرون در آن منفرد بوده عکس بر داشته شده است نتیجه حاصل از این عکسها نیز مشابه نتیجه شمارش مستقیم وصحت قانون اکسپونانسیل را تأیید میکند .

پس از اطمینان از صحت قانون فوق در باره حرکت براونی در صد دبر آمده که عدد د آوگادرو را در حالات مختلف حساب کند . از رابطه ۱۰۸ نتیجه میشود .

$$N = \frac{RT \cdot \text{Log} \cdot n_0/n}{\frac{4}{3} \cdot a^2 (D-d)gh} \quad 110$$

برای این منظور ضمن ده سری آزمایش و با یکبار بردن دانه های مختلف - دانسیته مختلف

- مایعهای مختلف مقادیر  $a$  و  $D$  و  $\frac{n_0}{n}$  را

شکل ۲۱

بطریقیکه<sup>۱۲</sup> مقیم تعیین و عدد  $N$  را حساب کرده است جدول ۹ نتایج آزمایشهای

مذکور نشان میدهد\* در آزمایشهای سری ۱ و ۲ و ۳ و ۴ و ۶ دانه های طبیعی و ذر  
بقیه دانه هاییکه قبلا در الکل حل شده بوده است بکار رفته. سری اول امتحانات  
مقدمانی بوده و نظر باینکه دانه ها کاملا تصفیه نشده بوده اند دقیق نیست \*

عموما برای هر سری آزمایش سه هزار تا چهار هزار دانه شمرده میشده است  
در آزمایشهای سری شش ۱۳۰۰۰ و در سری هفت ۱۷۰۰۰ دانه شمرده شده است  
غلظت به نسبت های ۱ تا ۱۲۵ و دما از ۹- تا ۶۰ درجه سانتیگراد تغییر داده شده  
با وجود شرائط کاملا متفاوت آزمایش نتایج حاصل برای عدد N در تمام حالات  
متوافق است \*

حصول نتایج متوافق با وجود شرائط مختلف آزمایش و همچنین صحت قانون  
ترازهای با رومتری در باره ذرات صحت فرض حرکت مولکولی را نشان میدهد  
۴۸- حرکت براونی و قانون انشتین - دلیل قاطع دیگر بر صحت  
فرض حرکت براونی توافق نتیجه حاصل از محاسبه و سنجش تغییر مکان يك ذره  
است که در نتیجه حرکت براونی در مدت معینی روی میدهد

انشتین (۱۶ م) واسمولووکوفسکی (۴۳ م) Smoluckowski هر يك  
جدا گانه تغییر مکان ذرات را بروش نظری مطالعه کرده و نتایج مشابه بدست  
آورده اند نتایج حاصل از آزمایشهای پرن با نظریه انشتین کاملا متوافق و صحت  
فرض بنیادی حرکت مولکولی را بطرز قابل توجهی ثابت میکنند \*

بطوریکه قبلا متذکر شدیم ذراتیکه در مایعی پراکنده اند در اثر نیروی

جدول ۹ - خلاصه نتایج آزمایشهای پودر برای تعیین N

N ۱۰۲۳	D—d	V.۱۰ <sup>۱۰</sup>	نوع محلول براونی	دما و غلظت
۷۱۵	۰/۳۵ تا ۰/۲۵	۱۳	۱- گوت (امتحان مقدار ماتی)	دمای معمولی ۲۴ تا ۲۰ درجه غلظت نزدیک به غلظت آب در ۲۰ درجه ۰/۱ $\gamma = 125 \times 101$
۶۷۵	۰/۳	۱۰۰	۲- دانه های طبیعی مشابه	
۷۲۵	۰/۲۱	۱۱۵	۳- دانه های طبیعی با دانسیته کمتر	
۷۲۲	۰/۲۱	۳۷۰	۴- دانه های مشابه	
۷	۰/۰۶۳	۶۱۰	۵- ماستیک محلول در الکل	
۷	۰/۲۰۷	۴۰	۶- دانه های طبیعی گوت	
۶۷۸	۰/۱۹۶۷	۲۰۶	۷- گوت محلول در الکل	
۷۲۲	۰/۰۳۴۴	۲۴۲	۸- دانه های مشابه در کلسیرین	
			با ۱۰/۰ آب	$t = -9$ $t = +58$ $\gamma = \frac{1}{2} \times 0.01$
۷۲۱	۰/۱۹۶	۲۲۵	۹- دانه های مشابه در آب با تاخیر در انجماد	
۷۲۲	۰/۲۱	۲۲۵	۱۰- همان دانه ها در آب گرم	

حاصل از برخورد های مولکولهای مایع بحرکت در میآیند نیروئی که مانع این حرکت است نیروی حاصل از غلظت مایع است در نتیجه تاثیر این دو نیرو ذره از این طرف بآن طرف رانده میشود . میتوان حرکت ذره را تحت تاثیر نیروهای وارد بر آن مطالعه نمود از طرف دیگر چون حرکت ذره را در میکروسکوپ تعقیب کرده و در فواصل زمانی معینی مکان ذره را بوسیله اطاق روشن میکروسکوپ نشان کنیم میتوان تغییر مکان را در مدت معینی اندازه گرفت .

در واقع در فاصله دو رویت متوالی ذره يك خط منکسر و غیر منظم میپیماید ولی از لحاظ امکان عمل سنجش و سهولت میتوان خط مستقیمی که مکان ذره را در دو لحظه رویت بیکدیگر وصل میکند معرف حرکت ذره در طی مدت مذکور دانست این قطعه خط را تغییر مکان ذره در مدت منظور گویند .

چنانچه حرکت ذره کاملاً غیر منظم و بنحوی باشد که برای مولکولها فرض شده است اگر تغییر مکانهای ذره های مشابه را طی زمان  $t$  روی امتدادی مانند  $ox$  که در آن امتداد ذرات تحت تاثیر نیروی مشخصی قرار نداشته باشند تصویر کنیم ( مثلاً امتداد افقی در شرایط معمولی رویت ) باید این تصاویر بر طبق قوانین کلاسیک در حول مقدار صفر توزیع شده باشد . ولی چنانچه حرکت غیر منظم باشد مربع متوسط تغییر مکان  $\Delta^2$  به نسبت افزایش دما بزرگ میشود و خارج قسمت  $\Delta^2$  برای دانه هایی که اندازه آنها مشابه است ثابت است

همچنین چنانچه حرکت کاملاً غیر منظم است باید بنا به قانون انشتین برآش

دانه های متفرق در محلول تابع قانون پراش مولکولهای يك محلول بوده و رابطه

$$D = \frac{1}{\theta} \Delta^2 \quad (\text{فرمول ۱۱۱}) \text{ صادق باشد.}$$

فرض کنیم ذرات بطور يکنواخت در تمام مایع توزیع نشده و میزان تمرکز آنها در امتداد  $x$  بطور يکنواخت تغییر میکند یا بعبارت دیگر در امتداد  $x$  پدیده پراش تدریجی بظهور میرسد میتوان در موقعی که رژیم دائمی برقرار شد ضریب  $D$  پراش را حساب کرد.

برای سهولت فرض کنیم که تغییر مکان فقط در امتداد  $ox$  صورت میگیرد

و تمام ذرات در مدت زمان  $\theta$  همه دارای تغییر مکانی مساوی  $\Delta$  هستند  
اگر  $n_1$  و  $n_2$  میزان تمرکز در دو مقطع  $S_1$  و  $S_2$  از استوانه ای باشد که مولد آن موازی  $ox$  است و فاصله  $S_1$  و  $S_2$  برابر است با  $\Delta^2$  میزان تغییر تمرکز برای مقطع میانه مسازی  $\frac{n_1 - n_2}{\Delta}$  خواهد بود

بنابراین تعریف ضریب پراش  $D$  (رابطه ۵۷ ب) در زمان  $\theta$  از سطح  $S$  از طرف  $S_1$  به  $S_2$  به اندازه  $S\theta \frac{n_1 - n_2}{\Delta}$  دانه عبور خواهد کرد از طرف دیگر میتوان گفت همانقدر که از  $S_1$  بطرف  $S_2$  میرود همان عده هم از  $S_2$  به  $S_1$  خواهد رفت بنابراین عده دانه هایی که از  $S_1$  بطرف  $S_2$  میروند معادل نصف عده دانه هایی است که در استوانه و در طرف  $S_1$  بقاء عده  $S$  و ارتفاع  $\Delta$  موجود است ۱۰ این

عده برابر است با  $\frac{1}{2} \cdot n_1 \cdot S \Delta$  همچنین آن عده که از طرف  $S_2$  به  $S_1$  حرکت کرده و از  $S$  عبور میکنند برابرند با  $\frac{1}{2} \cdot n_2 \cdot S \Delta$  پس بطور کلی به اندازه  $\frac{1}{2} \cdot (n_1 - n_2) \cdot S \Delta$  دانه از سطح عبور میکنند چنانچه این مقدار را با نتیجه حاصل از فورمول فوق الذکر مقایسه کنیم داریم

$$\frac{1}{2} \cdot (n_1 - n_2) \cdot \Delta S = D \frac{n_1 - n_2}{\Delta} \theta S$$

$$111 \quad D = \frac{\Delta^2}{2\theta}$$

ضریب  $D$  به غلظت مایع بستگی دارد . دانه هائیکه در استوانه فوق الذکر محتوی هستند در نتیجه فشار تراوشی (P. osmotic) من حیث المجموع تحت تاثیر نیروی کشش موازی با  $ox$  میباشند چنانچه  $P_1$  و  $P_2$  مقادیر فشار تراوشی در سطوح  $S_1$  و  $S_2$  باشد نیروی کلی که روی دانه های داخلی تاثیر میکند مساوی  $F = S(P_1 - P_2)$  است چون فرض کردیم میتوان قوانین گازهای کامل و قضیه یکنی پاری را بکار برد با استفاده از قضیه وانت هوف میتوان بجای  $P_1$  و  $P_2$  مقادیری که از رابطه  $P = n \frac{R}{N} T$  نتیجه میشود بکار برد

$$112 \quad F = \frac{RTS}{N} (n_1 - n_2)$$

چون تغییر میزان تمرکز در امتداد  $ox$  یکنواخت فرض شده بجای  $n_1 - n_2$  میتوان نوشت  $\frac{dn}{dx} \Delta$  و رابطه بشکل ذیل در میآید



$$113 \quad F = -\frac{SRT}{N} \cdot \frac{dn}{dx} \Delta$$

اگر بخواهیم نیروی مربوط به يك ذره را در نظر گیریم کافی است  $F$  را بر عده تمام ذره ها که  $nS\Delta$  است تقسیم کنیم

$$114 \quad f = -\frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx}$$

معالعه حرکت گلوله کوچکی که در يك مایع با غلظت و تحت تاثیر نیروی ثابتی قرار دارد نشان میدهد که گلوله رژیم دائمی اتخاذ نموده و سرعت  $V$  آن متناسب با نیروی موثر است و به وسیله رابطه ای مسا تند فورمول ۱۱۵ نمایش داده میشود

$$115 \quad f = Kv$$

از رابطه های ۱۱۴ و ۱۱۵ نتیجه میشود

$$116 \quad Kv = -\frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$$

چون این رابطه را با رابطه  $V_1 = -\frac{D}{n_1} \frac{dn_1}{dz}$  (فورمول ۵۹) مقایسه کنیم نتیجه میشود

$$117 \quad D = \frac{RT}{Nk}$$

يك حالت خصوصی مهم موقعی است که بتوانیم گلوله كوچك را بياك كره

که شعاع  $\lambda$  آن از اشعاع مولکولهای مایع خیلی بزرگتر باشد تشبیه کنیم - استوگنس ثابت کرده که در چنین حالتی میتوان  $K$  را بوسیله معادلات عمومی هیدرو دینامیک بدست آورد نتیجه محاسبه رابطه  $K = 6\pi\gamma a$  را بدست میدهد که در آن  $\gamma$  ضریب اصطکاک داخلی یا ضریب غلظت مایع است چون بجای  $K$  این مقدار را بگذاریم رابطه ۱۱۸ بدست میآید

$$118 \quad D = \frac{RT}{N} \frac{1}{6\pi\gamma a}$$

از مقایسه مقدار اخیر  $D$  با مقدار  $D = \frac{\Delta^2}{\tau\theta}$  فورمول انشتین نتیجه میشود

$$119 \quad \Delta^2 = \frac{RT}{N} \frac{1}{6\pi\gamma a} \theta$$

۴۹ - قانون حرکت - میتوان رابطه ۱۱۹ را بطریق ذیل نیز بدست آورد

این طریقه روش ساده ایست که لانژوان (Langevin ۱۹۰۳) برای بیان قانون انشتین بیان نموده است فرض کنیم  $X$  نیروی حاصل از ضربه های مولکولی در امتداد  $x$  باشد بنابر قانون استکس نیروی حاصل از تاثیر اصطکاک  $f = -6\pi\gamma a v$

است که تصویر آن روی امتداد  $x$  مساوی  $-K \frac{dx}{dt}$  است

قانون حرکت عبارتست از

$$120 \quad m \frac{d^2x}{dt^2} = -K \frac{dx}{dt} + X$$

بطوریکه در مواقع دیگر نیز متذکر شدیم چون حرکت غیر منظم است مقدار

$x$  بطور متوسطا صفر خواهد بود لذا باید رابطه ۱۲۰ را طوری تنظیم کرد که با مقادیر مربع  $x$  سروکار داشته باشیم. رابطه را در  $x$  ضرب میکنیم

$$m x \frac{d^2 x}{dt^2} = -K x \frac{dx}{dt} + x \lambda x$$

$$x \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{d^2 (x^2)}{dt^2} - \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 \quad \text{با توجه باینکه}$$

$$x \frac{dx}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d(x^2)}{dt}$$

و بدایلی که گفته شد برای ساده‌زیادی تغییر مکان مقدار  $x$  و بالنتیجه  $\lambda x$

صفر است و رابطه ۱۲۰ بشکل ذیل در می‌آید

$$121 \quad m \frac{d^2 (x^2)}{dt^2} - m \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 = - \frac{K}{2} \frac{d(x^2)}{dt}$$

میتوان در اولین تقریب قانون گازهای کامل را بکار برد. در فصل سوم دیدیم

که انرژی متوسط مولکولی در یک امتداد یک سوم انرژی متوسط مولکولی

$\frac{mC^2}{2}$  است پس میتوان بجای  $m \left( \frac{dx}{dt} \right)^2$  مساویش  $\frac{1}{3} \frac{mC^2}{2}$  را بکار برد و چون

بجای انرژی سینتیک  $\frac{3}{2} \frac{RT}{N}$  را بکار بریم رابطه بشکل ذیل نوشته میشود

$$122 \quad \frac{m}{2} \frac{d^2 (x^2)}{dt^2} - \frac{RT}{N} = K \frac{d(x^2)}{dt}$$

برای سهولت محاسبه میزنیم

$$123 \quad \frac{d(x^2)}{dt} = z$$

$$۱۲۴ \quad \frac{m}{r} \frac{dz}{dt} = \frac{RT}{N} - \frac{K}{r} z$$

$$۱۲۵ \quad \frac{dz}{z - \frac{rRT}{NK}} = -\frac{K}{m} dt$$

چون برای  $z$  از صفر تا  $z$  و برای  $t$  از صفر تا  $t$  انتگرال بگیریم

$$\left\{ \text{Log.} \left( z - \frac{rRT}{NK} \right) \right\}_0^z = \left( -\frac{K}{m} t \right)_0^t$$

$$\text{Log.} \left( z - \frac{rRT}{NK} \right) - \text{Log.} \left( -\frac{rRT}{NK} \right) = -\frac{K}{m} t$$

$$\frac{z - \frac{rRT}{NK}}{-\frac{rRT}{NK}} = e^{-\frac{K}{m} t}$$

$$۱۲۶ \quad z = \frac{rRT}{NK} (1 - e^{-\frac{K}{m} t})$$

برای فواصل زمانی محدود (در حدود  $10^{-5}$  ثانیه) جمله  $e^{-\frac{K}{m} t}$  خیلی

کوچک و غیر قابل ملاحظه است (ضریب  $\frac{K}{m}$  در حدود  $4 \times 10^6$  است) چنانچه

در رابطه ۱۲۳ بجای  $dx$  و  $dt$  مقادیر محدود  $x$  و  $t$  را بکار ببریم و از

جمله  $e^{-\frac{K}{m} t}$  صرف نظر کنیم نتیجه میشود

$$z = \frac{v x^2}{v t} = \frac{rRT}{NK}$$

$$\frac{v_{x2}}{v_t} = \frac{rRT}{NK} = \frac{rRT}{rN\pi Ya} = \frac{RT}{r\pi N Ya}$$

و یا چون برای سهولت تحریر  $v_x$  و  $v_t$  را به  $\Delta$  و  $\theta$  نمایش دهیم رابطه

انشتین بدست میاید

رابطه اخیر شامل یکعده عوامل و ضرائب از قبیل دمای مطلق  $T$  و عدد آووگادرو  $N$  و شعاع  $a$  ذرات و ضریب اصطکاک داخلی  $\gamma$  میباشد بنا براین باسنجش تغییر مکان  $\Delta$  در زمان معینی میتوان هر يك از مقادیر  $\gamma$  و  $a$  و  $N$  را حساب کرده و نتایج حاصل از سنجش مستقیم این مقادیر را با نتایج حاصل از محاسبات دیگر مقایسه نمود

فورمول انشتین برای حرکت براونی دورانی - انشتین باضافه رابطه

۱۱۹ که برای حرکت براونی انتقالی داده است رابطه دیگری برای حرکت براونی دورانی بدست آورده در اینجا فقط بدکر فورمول قناعت میکنیم

$$\Lambda^2 = \frac{RT}{N} \frac{\theta}{4\pi a^2 \gamma} \quad ۱۲۷$$

در فورمول  $\Lambda^2$  مغرف مربع متوسط همنه زاویه چرخش در حول يك محور

در زمان  $\theta$  است

(زمانهای  $\theta$  مورد آزمایش باید بقدر کافی کوچک باشد که زاویه از چند درجه

تجاوز نکند)

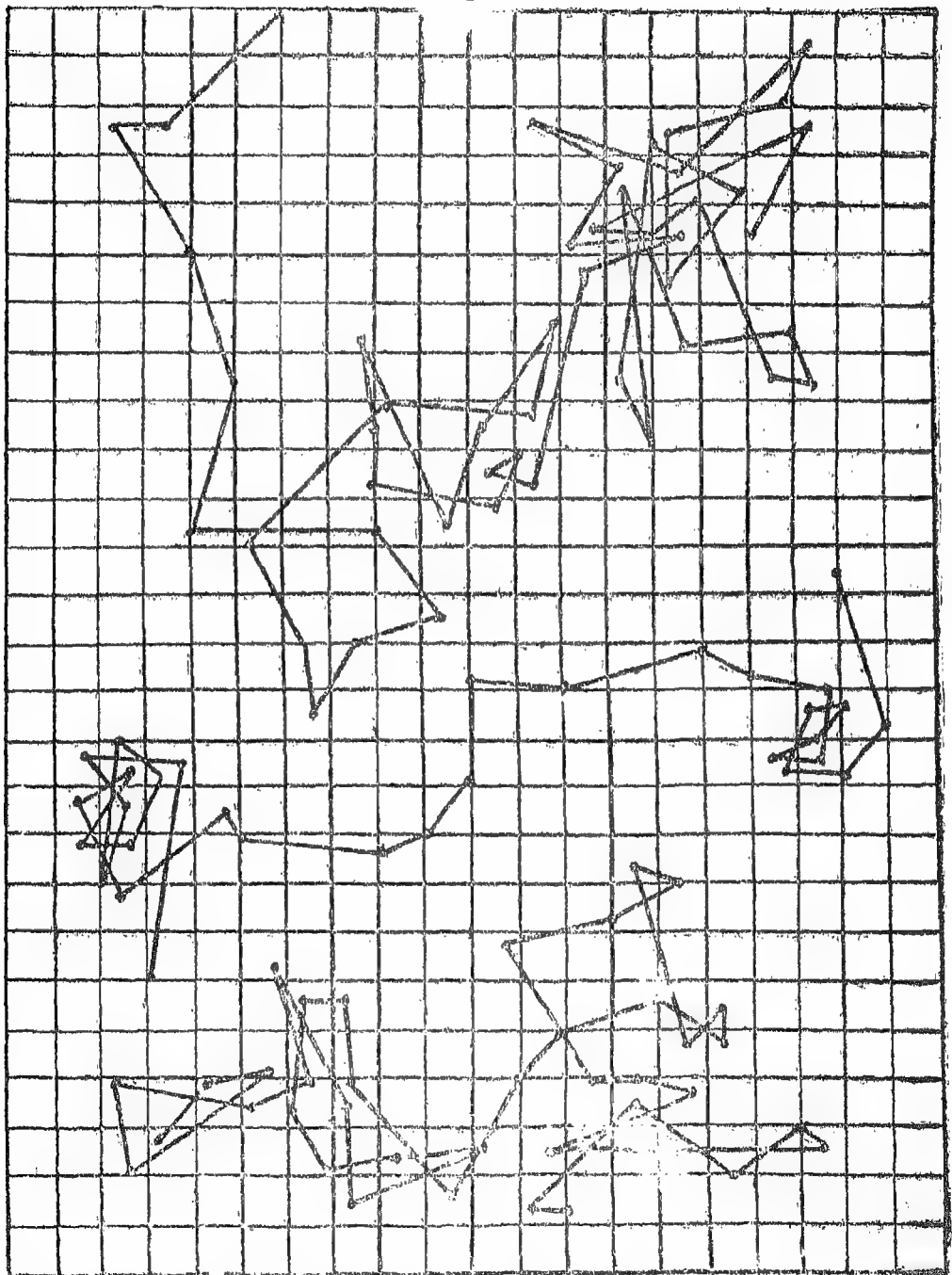
## تحقیق تجربی ثوری انشتین

۵۰- اثبات غیر منظم بودن حرکات و تبعیت آنها از قانون عمومی اتفاقات

پرون حرکت يك ذره را در میدان میکروسکپ تعقیب کرده و بوسیله اطاق روشن میکروسکپ مکان آن را در لحظات مختلف روی کاغذ میلیمتری یادداشت نموده است. شکل ۲۲ شامل سه نقشه مربوط به حرکت يك ذره ماستیک بشعاع ۰.۵۳ میکرون است. مکان ذره سی ثانیه بسی ثانیه یادداشت شده و تصاویر افقی خطی که این دو نقطه را بیکدیگر متصل میکنند رسم شده است روی نقشه هر ۱۶ تقسیم معرف ۵۰ میکرون است شك نیست اگر بجای اینکه ۳۰ ثانیه به ۳۰ ثانیه مکان ذره را یادداشت کنیم ممکن باشد در زمانهای خیلی کوتاه تر مثلاً ثانیه به ثانیه این عمل را انجام دهیم هر يك از خطوط مستقیم نقشه ۲۲ خود به يك خط منکسر که شامل ۳۰ خط مستقیم است تبدیل میشود بدینطریق غیر منظم بودن حرکت بنحویکه مبنای فرض حرکت مولکولی است بخوبی مجسم است.

همچنین اگر حقیقتاً حرکت کاملاً غیر منظم است باید این تصاویر کل در حول مقدار متوسط صفر و بر طبق قانون عمومی اتفاقات توزیع شده باشند بنا بر این چون تغییر مکانهای افقی مشاهده شده را در امتداد خود حرکت دهیم بطوریکه همه دارای مبداء مشترکی شوند نقاط انتهایی این بردارها در حول مبداء مذکور باید همانطور توزیع شوند که نقاط اصابت گلوله در اطراف نقطه مرکزی هدف توزیع میشوند. شکل ۲۳ معرف نتیجه ۵۰۰ سنجش است که پرون روی دانه های بشعاع

شکل ۲۲



۰۳۱۷ میکرون در فواصل ۳۰ ثانیه به ۳۰ ثانیه انجام داده است

مربع متوسط تغییر مکانها

$$\Delta = 10 \times 616 = 6160$$

میباشد دوایری که روی

شکل رسم شده دارای

شعاعهای متوالی  $\Delta$

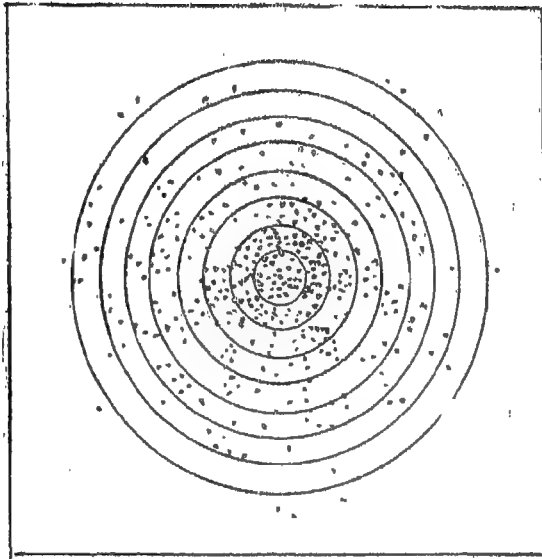
$$\frac{\Delta}{4}, \frac{\Delta}{3}, \dots$$

چنانچه عده نقاطی را که

بر طبق قانون عمومی

اتفاقات در هر يك از دوائر

باید قرار گیرند حساب



شکل ۲۳

کنیم برای هشت دایره اول اعداد ذیل را بدست میاوریم

۳۲ ۸۳ ۱۰۷ ۱۰۵ ۷۵ ۵۰ ۲۷ ۱۴

مقادیری که بوسیله سنجش های فوق الذکر بدست آمده عبارتند از

۳۴ ۷۸ ۱۰۶ ۱۰۳ ۷۵ ۴۹ ۳۰ ۱۷

توافق نتایج فوق العاده قابل توجه است و دلیل قاطعی بر صحت فرض غیر منظم بودن

حرکتها میباشد

۵۱ حرکت برآونسی انتقالی - برای اینکه فصول اشتن



$$\frac{\Delta^2}{\theta} = \frac{RT}{N} \frac{1}{r_{\pi} a \gamma}$$

$$N = \frac{\theta}{\Delta^2} \frac{RT}{r_{\pi} a \gamma}$$

که از رابطه فوق نتیجه میشود مقدار  $N$  را برای محلول های براونی مختلف با سنجش مقادیر  $\Delta^2$  و  $\gamma$  و  $a$  برای هر محلولی تعیین کنیم اگر چنانچه مقادیر  $N$  که بدین طریق بدست می آید همه مساوی و همان عددی است که قبلاً تعیین شده صحت فورمول و بالتبع صحت فرضها یککه فورمول بر آن مبتنی است ثابت خواهد شد.

در این زمینه هفت سری آزمایش بوسیله پررن و یا تحت نظر او در شرایط کاملاً مختلف و با دانه های مختلف انجام گرفته است در جدول ۱۰ نتیجه این آزمایشها درج شده است بطوریکه ملاحظه میشود با وجود آنکه دانه های بکار رفته که توده آنها تا نسبت ۱۵۰۰۰ متفاوت است و با غلظت هائیکه به نسبت یک تا ۱۲۵ تغییر کرده و با وجود بکار بردن مایع های مختلف برای تشکیل محلول براونی باز برای  $N$  اعدادی کاملاً نزدیک به  $7.2 \times 10^{23}$  بدست آمده است این توافق دلیل قاطعی بر صحت فورمول انشتن و صحت اصول تئوری سینتیک میباشد

۵۲ - حرکت براونی دورانی - اثبات تجربی فورمول ۱۲۷ چه از لحاظ اخذ نتایج مشابه از اثبات فورمول ۱۱۹ و چه از لحاظ اثبات قضیه یککی پاری انرژی فوق العاده مهم است. متأسفانه انجام آزمایشهای دقیق در این باب فوق العاده مشکل است چه از طرفی باید در سنجش بزوایای کوچک قناعت کرد و از طرفی

جدول ۱۰ - خلاصه آزمایش های پرون برای اثبات قانون اشتین

نوع محلول براونی	۱۰۰۶	شعاع دانه ها	توده m. ۱۰۱۰	عده تغییر مکان هایی که منظور شده	N ۱۰۲۲
۱ - دانه های گوت	۱	۰/۵۰ میکرون	۶۰۰	۲۰۰	۸۰
۲ - دانه های مشابه	۱	۰/۲۱۲	۴۸	۹۰۰	۶۹۵
۳ - همان دانه ها در آب قند ۰/۳۵	۵	۰/۲۱۲	۴۸	۴۰۰	۵۵
۴ - دانه های ماستیک	۱	۰/۵۲	۶۵۰	۱۰۰	۷۲۵
۵ - دانه های بزرگ ماستیک در محلول ۰/۲۷ اوره	۱۳	۵	۷۵۰۰۰۰	۱۰۰	۷۸
۶ - دانه های گوت در گلیسرین ۰/۱۰ آب	۱۲۵	۰/۳۸۵	۲۹۰	۱۰۰	۶۴
۷ - دانه های گوت کاملاً مساوی	۶	۰/۳۶۷	۲۴۶	۱۵۰۰	۶۸۸

برای يك ذره بقطر يك ميكرون زمان چرخش هشت درجه در حدود صدم ثانیه است . پرون برای رفع اشكال دانه های بزرگی که قطر آنها در حدود دوازده ميكرون است بکار برده و چون این قبیل دانه ها نظر به سنگینی در نزدیکی ته ظرف قرار میگیرند و مجاورت دیواره ممکن است در حرکت براونی آنها موثر باشد پرون دانسیته محلولی که این گلوبولار را در آن میانداخته اضافه کرده است گلوبول بطور عادی در وسط مایع قرار گیرد برای اینکار محلول ۰/۶۷ اوره Urée در

آب بکار برده است ( سایر اجسام که بکار رفته به گلوبول میچسبیده و تولید اشکال مینموده است ) بدین طریق حرکت دورانی يك گلوبول با قطر ۱۳ میکرون را مورد سنجش قرار داده و با استفاده از فورمول ۱۲۷ عدد  $10^{23}$  پراش را برای  $N$  بدست آورده است

توافق این عدد با وجود شرائط غیر دقیق سنجش با نتایج مشابه که برای  $N$  بدست آمده قابل توجه است

۵۳ - تعیین  $N$  با استفاده از قانون پراش \* لئون بری-لوهن  
Léon Brilluin براهنمائی پرن ضرب  $D$  را تعیین و با استفاده از قانون

$$D = \frac{RT}{N} \frac{1}{4\pi^2 a} \quad \text{پراش } N \text{ را حساب کرده است}$$

يك محلول براونی که مایع آن گلیسرین است در نظر گیریم که توزیع ذره ها در محلول ابتدا یکنواخت و عدد دانه ها در واحد حجم  $n$  است. فرض کنیم محلول براونی يك جدار شیشه محدود باشد بطوریکه قبلاً متذکر شدیم موقعی که بر حسب اتفاق يك ذره باین جدار نزدیک شود بجدار میچسبد بنا بر این بتدریج که عدد  $n$  ذرات که بدیواره میچسبد زیاد میشود عدد دانه های موجود در مایع (در نتیجه پراش بطرف دیواره) کم میشود تغییرات  $n$  نسبت بزمان وسیله تعیین ضریب پراش  $D$  است

بری لوهن در آزمایشهای خویش دانه های گوت بشعاع  $14500$  میکرون کاملاً خشک شده بکار برده است که دقت برای اینکه توزیع ها در تمام محلول

یکمواخت باشد بکار رفته ( $n = 79 \times 10^8$ ) آزمایش در دمای  $38.7$  درجه انجام گرفته است در چنین دمای غلظت گلیسرین  $165$  برابر آب  $20$  درجه است روزی دو دفعه از دیواره‌ای که ذرات بان می‌چسبند عکس برداری می‌شده و عمده دانه‌ها را روی کلیشه می‌شمرده اند شش سری آزمایش هر یک در مدت چند روز انجام گرفته است. نتیجه محاسبه  $N$  عدد  $69 \times 10^{23}$  بدست آمده است.

مقادیر  $N$  که در نتیجه آزمایشهای پرن و همکارانش بدست آمده من حیث المجموع با یکدیگر متوافقت ولی از مقادیر حاصل بوسیله آزمایشهای دقیق دیگری که بعداً بعمل آمده کمی بزرگترند ولی نباید این تفاوت را دلیل بر نقص تئوری دانست بلکه علت عمده در نتیجه اشکال آزمایشها و بالاخص اشکال تعیین دقیق شعاع دانه‌ها است.

۵۴-- روش‌های دیگری که برای تعیین عدد  $N$  بکار رفته است

آزمایشهای پرن که بوضع قابل توجهی صحت فرضیه هاولکولی را ثابت نمود راه را برای تحقیقات مفصل نظری و عملی باز کرد بطوریکه تا این اواخر عدد  $N$  را به هشتاد و چهار طریقه مختلف تعیین کرده اند تشریح کامل این آزمایشها که اغلب مربوط به پدیده‌های مختلف فیزیکی است مستلزم تحریر فصول متعدد و مفصل است و برگو Virgo شرحی راجع به  $80$  روش که برای تعیین  $N$  بکار رفته بیان نموده است طالبین را به مطالعه این مقاله (۴۶ م) و سایر مقالاتیکه بوسیله آزمایش کنندگان منتشر شده مراجعه می‌دهیم در اینجا فقط ضمن جدول ۱۱ نتیجه

چند آزمایش ذکر میشود

جدول ۱۱ - نتایج حاصل از آزمایشهای مختلف برای تعیین N

N	پدیده مورد آزمایش
$۶۲ \times ۱۰^{۲۳}$	ضریب اصطکاک داخلی ارگون و معادله واندروالز
$۶۰۸$ "	حرکت براونی در آب
$۶۰۳$ "	حرکت براونی در گاز
$۶۰$ "	اوپالسانس در حالت بحرانی
$۶,۵$ "	پراش نور بوسیله گازها
$۶۰۵$ "	تشتع اجسام سیاه
$۶۰$ "	بار اشعه آلفا
$۶۵$ "	حجم هلیوم حاصل از ذرات آلفا
$۶۰۶$ "	بار الکتریکی ذرات الکتریزه

## فصل یازدهم

### گرمای ویژه اجسام

۵۵ - مطالعه گرمای ویژه اجسام از دو لحاظ حائز اهمیت است

- ۱ - هر موقع که بخواهیم با دانستن تغییرات دمای جسمی مقدار گرمای را که برای این تغییر دما مصرف شده تعیین کنیم و یا با داشتن گرمای متبادله تغییرات دما را بدست آریم لازم است گرمای ویژه جسم مورد مطالعه را داشته باشیم
- ۲ - چون گرمای ویژه با تغییر دما تغییر میکند و این تغییر با تغییر انرژی مولکول و همچنین تغییر حالت الکترونی آن بستگی دارد مطالعه تغییرات گرمای ویژه با تغییر دما و مقایسه نتایج حاصل از محاسبه با نتایج حاصل از آزمایش وسیله‌ای برای تحقیق خصائص مولکولها میباشد

۵۶ - نظر باینکه مطالعه این فصل مستلزم داشتن اطلاعات مختصری راجع به اصطلاحات مقدماتی تئوری کوآنتا است برای اینکه دنباله مطلب غیر مفهوم نباشد

بذکر چند جمله در باب طریقه نام گذاری لایه های مختلف الکترونی و تسعیر یف  
چند عدد کوآنتائی بنا به اصطلاحات تئوری کلاسیک میپردازیم  
هر اتم از یک هسته مرکزی تشکیل شده و دور هسته مرکزی یک یا چند  
الکترون دور میزند الکترونها در لایه های مختلف قرار گرفته اند. عده الکترونها  
هر لایحه محدود و تابع شرایط کوآنتا میباشد و مسیر هر یک از الکترونها با شرایط  
و قوانین تئوری کوآنتا تعیین میشود

بهر الکترون یک یا چند عدد موسوم به عدد کوآنتائی نسبت میدهند هر یک  
از این اعداد ممکن است در نتیجه عوامل خارجی مانند بر خورد یک اتم به اتم  
دیگر بر خورد یک ذره آلفا یا بتا با اتم ۰۰۰۰ تغییر کنند در چنین حالتی الکترون  
از مسیر اولیه خود خارج شده و روی مسیر دیگری قرار میگیرد گویند الکترون  
از حالت عادی یا بنیادی خارج شده و در حالت برانگیخته قرار گرفته است

مقدار انرژی که الکترون در هر یک از این حالتها دارا است یکسان نیست  
بنابر این میتوان بسته به مقدار انرژی که الکترونها دارا هستند آنها را به طبقاتی  
تقسیم نمود هر طبقه دارای مقدار مشخصی انرژی است. مقادیر مختلف انرژی  
مربوط به هر حالتی را یک تراز انرژی گویند. حالت اصلی یا بنیادی الکترون  
پائین ترین تراز را تشکیل میدهد.

کوآتم اصلی. از جمله اعداد کوآنتائی کوآتم اصلی است که  
عموما آنرا بحرف  $n$  نمایش میدهند عدد  $n$  میتواند یکی از مقادیر ۱، ۲، ۳، ۴  
و ۰۰۰۰۰ را دارا باشد

هر الکترون در موقع حرکت در مسیر خود دارای مقداری انرژی است اگر مجموع انرژیهای آنکه الکترون در موقع حرکت در مسیر خود دارد است انرژی کلی الکترون نامیم همیشه مابین انرژی کلی و کوآتم اصلی  $n$  رابطه ای است مشخص و به ازای مقادیر مختلف  $n$  میتوان مقادیر مختلف انرژی کلی الکترون را در نظر گرفت .

برای  $n=1$  الکترون در پائین ترین تراز انرژی واقعست گویند الکترون در لایه K قرار دارد . الکترونهاییکه مقادیر کوآتم اصلی آنها ۲ و ۳ و ۴ و ۵ و ۶ و ۷ و ۸ و ۹ و ۱۰ و ۱۱ و ۱۲ و ۱۳ و ۱۴ و ۱۵ و ۱۶ و ۱۷ و ۱۸ و ۱۹ و ۲۰ را میدهند .

هر يك از لایه های K و L و M ممکن است از دو یا چند طبقه دیگر تشکیل شده باشند . برای تمیز دادن این قسم لایه ها بهر الکترون يك عدد کوآتانی دیگر ۱ نسبت میدهند. عدد ۱ متناسب است با گشت آور جنبشی که الکترون در چرخش خود در حول هسته مرکزی دارد است .

عدد ۱ یکی از مقادیر ۰ و ۱ و ۲ و ۳ و ۴ و ۵ و ۶ و ۷ و ۸ و ۹ و ۱۰ و ۱۱ و ۱۲ و ۱۳ و ۱۴ و ۱۵ و ۱۶ و ۱۷ و ۱۸ و ۱۹ و ۲۰ را دارد است و همیشه از  $n$  کوچکتر است باین طریق تقسیم هر يك از ترازهای الکترونی به ترازهای فرعی بطریق ذیل انجام میگيرد

در لایه K که کوآتم اصلی الکترونها  $n=1$  است ۱ میتواند فقط دارای يك مقدار صفر باشد بنا بر این الکترونها فقط یکدسته میتواند تشکیل دهند  
در لایه L که الکترونها دارای کوآتم اصلی  $n=2$  میباشد ۱ میتواند دو مقدار صفر و يك را دارا باشد بنا بر این الکترونهای این لایه بدو دسته تقسیم میشوند



که آنها را با حرف  $L_n$  و  $T_n$  نمایش میدهند

در لایه  $M$  که الکترونها دارای کوآنتم اصلی  $n=3$  میباشند ۱

میتواند مقادیر صفر و يك و دو را دارا شود بنا براین الکترونها بسته  
 $M_0, M_1, M_2$  تقسیم میشوند، بعلاوه حرکت دورانی دور هسته مرکزی ممکن  
 است الکترونها دارای يك حرکت دورانی دور یکی از قطره‌های خودشان هم باشند  
 برای مداخله دادن گشت‌آور جنبشی حاصل از این دوران محوری يك عدد  
 کوآنتائی دیگر  $s$  که آنرا پره (spin) نامیم در نظر میگیرند

در این قسمت که مورد مطالعه ما است میتوان مقدار  $s$  را  $\frac{1}{2}$  فرض نمود  
 در بعضی مواقع لازم میشود دو بردار  $l$  و  $s$  را ترکیب کرد \* به ازای هر  
 يك از مقادیر  $l$  يك عدد کوآنتائی  $J$  موسوم به کوآنتم داخلی خواهیم داشت  
 $J$  ممکن است دارای یکی از دو مقدار  $J = l \pm \frac{1}{2}$  باشد پس این طریق لایه منظور  
 باز بدو لایه فرعی دیگر تقسیم میشود \* برای يك لایه  $J = l + \frac{1}{2}$  و برای لایه دیگر  
 $J = l - \frac{1}{2}$  میباشد .

الکترونهايیکه برای آنها  $l$  مساوی \* و ۱ و ۲ و ۳ و ۴ و ۵ و ۶ و ۷ و ۸ و ۹ و ۱۰ و ۱۱ و ۱۲ است به ترتیب  
 با حرفهای  $s, p, d, f, g, h, i, k, l, m, n, o, q, r, s, t, u, v, w, x, y, z$  مشخص میشوند باین طریق با فورمولهای ساده ممکن  
 است ساختمان الکترونی اتمهای مختلف را نمایش داد \* مثلاً ساختمان الکترونی  
 اتم سدیم را میتوان بوسیله عبارت  $1s^2. 2s^2. 2p^6. 3s^1$  بیان کرد

ضرایب عددی معرف کوآنتم اصلی  $n$  و نماینده ها معرف عده الکترونها میباشند باین طریق عبارت فوق میرساند که ساختمان الکترونی سدیم و عده الکترونهاي آن بقرار زیر است

۲	الکترون که برای آنها	$n=۱$	$l=0$	در لایه	K
۲	« « «	$n=۲$	$l=0$	«	M
۶	« » «	$n=۲$	$l=۱$	«	M
۸	« « «	$n=۳$	$l=0$	«	N

اقسام مختلف ترکیب ♦ بردارهای  $s$  و  $l$  بنا بوضع مختلف ذرات ممکن است بچند طریق متفاوت ترکیب شوند در بعضی مواقع بردارهای  $l$  مربوط به الکترونهاي مختلف را از طرفی و بردارهای  $s$  را از طرف دیگر ترکیب کرده سپس دو براینده حاصل  $I$  و  $S$  را برای تشکیل کوآنتم داخلی  $J$  ترکیب میکنند در این حالت ترکیب را عادی گویند

چون مقادیر مختلف  $l$  از اعداد صحیح تشکیل شده اند،  $l$  که مجموعه آنها است نیز عددی است صحیح. اگر عده الکترونهاي جفت باشد  $S$  نیز عددی است صحیح ( $S$  مجموع يك عده هممه هائی است که مقدار عددی هریك  $\frac{1}{2}$  است) و اگر فرد باشد  $S$  مساوی عددی صحیح باضافه  $\frac{1}{2}$  است.

در بعضی مواقع لازم میشود که  $l$  و  $s$  هر الکترون را بدو یا یکدیگر

ترکیب کرده برآیند حاصل که بردار  $J$  هر الکترون را تشکیل میدهد بدست آورده سپس بر آیند مربوط به تمام بردار های  $J$  الکترونهاى مختلف را تعیین کرد. در این حالت ترکیب را غیر عادی گویند. ما بین این دو حالت حالتهاى میانه دیگری موجود است که ذکرش در اینجا لزومی ندارد. لایه هاى فرعى الکترونها نیز همانند الکترونها نام گذاری میشوند و برای تمیز آنها را با حروف مشابه و بزرگ مینویسند یعنی لایه هاى که برای آنها  $L$  مساوى ۱ و ۲ و ۳ و ۴ و ۵ میباشد به حروف S و P و D و F و ... و غیره نامیده میشوند

بسته به مقدار  $S$  هر يك از این لایه ها ممکن است شامل يك یا چند دسته فرعى باشند اگر  $S$  مساوى  $\frac{1}{2}$  باشد کوآنتم داخلی  $\frac{1}{2}$   $J = L \pm \frac{1}{2}$  بنابراین دو دسته فرعى موجود است که آنها را دوتائی (doublet) گویند برای تشخیص آنها در بالا سمت چپ حرفی که معرف لایه است عدد دو نوشته میشود و در طرف راست و پایین حرفه مقدار  $J$  را مینویسند مثلاً دو تائیهای مختلف بطریق ذیل نوشته میشود

$$^1S_{\frac{1}{2}} \quad ^1P_{\frac{1}{2}} \quad ^1P_{\frac{3}{2}} \quad ^1D_{\frac{3}{2}} \quad ^1D_{\frac{5}{2}} \quad ^1F_{\frac{5}{2}} \quad ^1F_{\frac{7}{2}}$$

در جمله اول حرف S نشان میدهد که  $L=0$  پس  $J = \pm \frac{1}{2}$  بنابراین

این دو طبقه با مقدار  $\frac{1}{2}$   $J = +\frac{1}{2}$  و  $J = -\frac{1}{2}$  موجود است.

جمله دوم حرف P نشان میدهد  $L=1$

$J=2 \Rightarrow \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$  یا  $\frac{6}{2}$        $I_2=2$  نشان میدهد D جمله چهارم حرف

هر گاه  $S=1$  باشد مقدار هر بوط  $J$  عبارتند از  $L+1$  و  $L$  و  $L-1$  بنابر

این سه دسته فرعی موجود و جمله های سه تایی خواهیم داشت (جز برای  $T=0$ )

$$^{\text{S}}\text{S}, ^{\text{P}}\text{Po}, ^{\text{P}}\text{P}, ^{\text{P}}\text{P}, ^{\text{D}}\text{D}, ^{\text{D}}\text{D}, ^{\text{D}}\text{D}, ^{\text{F}}\text{F}, ^{\text{F}}\text{F}, ^{\text{F}}\text{F}, \dots$$

حرف P نشان میدهد که  $L=1$  پس r مساوی است با ۲۱۰ و ۲

۳ و ۲ ا      "      "      J      "      I = ۲      "      "      D      "

اگر  $S$  دارای مقدار  $\frac{3}{2}$  باشد جمله های چهار تایی ظاهر میشود

تبصره • حرف S را برای دو کمیت پیکار برده اند در یکی S معرف جمله

ایست که در آن  $L=0$  و دیگری  $S$  برآیند بردارهای  $S$  مربوط به

الکترونهاى مختلف است نباید این دو را با یکدیگر اشتباه نمود

قواعدیکه برای نام گذاری اتم ها ذکر شد عموماً برای نام گذاری مولکولها

نیز بکار میروند برای تمیز دادن بعضی حروف لاتینی حروف یونانی مربوط را بکار

میبرند مثلاً بجای D حرف Δ بجای I حرف Φ را مینویسند

## محاسبه گرمای ویژه گازها

۵۷- برای اینکه دمای يك مولكول گرم گاز پرا از  $T$  به  $T + dT$

برسانیم بدون اینکه حجم آن تغییر کند باید مقداری انرژی  $U$  صرف کنیم \*

گرمای ویژه حقیقی با گنج پایا در دمای  $T$  بنا به تعریف عبارت است از

$$C_{iv} = \frac{dU}{dt}$$

برای تعیین گرمای ویژه باید رابطه بین انرژی مصرف شده و دما را پیدا کرده و نسبت به دما مشتق بگیریم

در تمام فورمول‌هایی که در این فصل ذکر میشود واحد توده يك مولکول گرم است و گرمای ویژه گرمای ویژه مولکولی است. برای سهولت تحریر در فورمول‌ها از نوشتن  $\mu$  (معادل مکانیکی کالری) صرف نظر شده بنا براین گرمای ویژه ای که بدست می‌آید با واحد انرژی است برای تعیین گرمای ویژه متد اولی (با واحد کالری) کافی است تمام مقادیر حاصل را بر  $\mu$  تقسیم کنیم.

۵۸ - نظریه کلاسیک • در نظریه کلاسیک انرژی  $\mu$  از سه قسمت تشکیل میشود

- ۱ - افزایش انرژی سینتیک مربوط به حرکت انتقالی مولکول‌ها
- ۲ - « « « چرخشی (دورانی) مولکول‌ها
- ۳ - « « « نوشی (ارتعاشی) اتم‌ها

در این نظریه مولکول‌ها سخت و غیر قابل تغییر و ارتعاشات اتم‌ها متوافق فرض شده ولی در حقیقت چنین نیست و بطوریکه خواهیم دید این فرض‌ها تنها در اولین تقریب و در حدود معینی ممکن است بکار رود ولی درجات‌های کلی مخصوصاً برای دماهای خیلی زیاد باید نتایج حاصل تصحیح شوند

۵۹ - گرمای ویژه انتقالی • در فصل سوم دیدیم که انرژی سینتیک انتقالی

مجموع مولکولهای يك مولکولگرم مساوی  $\frac{3}{2}RT = \frac{1}{2}Mu^2$  میباشد اگر از این رابطه نسبت به  $T$  مشتق گیریم گرمای ویژه انتقالی  $C_v = \frac{3}{2}R$  بدست میآید در این رابطه  $R$  پایای گازهای کامل است • بنا به تئوری کلاسیك مولکولهای يك اتمی فقط دارای انرژی سینتیک انتقالی هستند بنا بر این گرمای ویژه آنها در تمام درجات حرارت پایا و مساوی با  $\frac{3}{2}R$  (ژول) که مساوی است با  $\frac{3R}{2J} = ۱۲.۴۷$  کالری

برای تعیین گرمای ویژه با فشار پایا میتوان فورمول مایر را بکار برد

$$C - c = \frac{R}{J} = ۱۲.۴۷$$

$$۱۲.۴۷ \quad C = c + \frac{R}{J} = \frac{3}{2} \frac{R}{J} + \frac{R}{J} = \frac{5}{2} \frac{R}{J} = ۱۹.۹۱$$

گرمای ویژه مولکولی در فشار پایا برای يك مولکول يك اتمی پایا و مقدار آن ۱۹.۹۱ کالری است (از بعد می بینیم که این فرض تا حرارتی در حدود ۲۵۰۰ درجه صحیح است ولی برای درجات حرارت بالا تر باید تصحیح شود)

۶۰ - گرمای ویژه چرخشی • در يك مولکول يك اتمی چون تمام

توده در حول هسته مرکزی قرار دارد دوران مولکول دور محوری که از هسته میگذرد تولید انرژی نمیکند بهمین طریق دوران يك مولکول که اتمهای آن در امتداد



در می‌آید . این رابطه تغییرات متوالی امگا با  $F$  را بدست می‌دهد وای راجع به اینکه این تغییرات در چه شرایط و چه درجات حرارتی بظهور میرسد اطلاعی بدست نمیدهد .

بنا به فورمول بولتزمن عده مولکولهایی که در حالت  $i$  و دمای  $T$  دارای انرژی  $E_i$  میباشند عبارت است از

$$N_i = P_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad ۱۳۰$$

$k$  پایای بولتزمن است که قبلاً مقدار آنرا داده ایم .  $P_i$  که بیبار آماری موسوم است ( Poidis statistique ) برای يك مولکول دو اتمی ممکن است بوسیله رابطه ذیل حساب شود

$$P_i = (2j + 1) (2s_1 + 1) (2s_2 + 1) \quad ۱۳۱$$

$j$  و  $s$  معرف کوآنتم داخلی و پره ( spin ) میباشند

برای اکسیژن- ازت - هیدروژن - مقادیر  $s$  به ترتیب مساوی ۰ و ۱/۲ است میتوان در اولین تقریب فورمول ساده  $p=2n+1$  را بکار برد اگر در

رابطه ۱۳۰ بجای  $P$  و  $E$  مقادیر  $2n+1$  و  $F$  را بگذاریم خواهیم داشت

$$N = (2n+1) e^d \quad ۱۳۲$$

$$d = -n(n+1) \frac{h^2}{8\pi I k T}$$



مقدار  $\frac{h^2}{8\pi I k}$  با درجه حرارت  $T$  دارای يك درجه همگنی است و آن را

دمای کنششی چرخشی نامند و اغلب بوسیله حرف  $\Theta$  نمایش داده میشود

در جدول ۱۲ مقادیر مماندینرسی و دمای کنششی چرخشی با درجه حرارت مطابق برای مولکولهای دو اتمی که در محاسبات طرف احتیاجند ذکر شده است نسبت عمده مولکولهایی که دارای انرژی  $I$  میباشند بتمام مولکولهای موجود عبارت است

$$133 \quad \frac{N_i}{\sum N_i} = \frac{P_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum P_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}$$

که در آن علامت  $\sum$  مربوط به تمام مولکولها که دارای انرژی مشابه با انرژی مفروضه اند میباشد

در جدول ۱۳ صدی چند مولکولهای موجود در ترازهای کوآنتیک مختلف

نسبت به مقادیر  $\frac{T}{\Theta}$  درج شده بطوریکه در این جدول مشاهده میشود برای دماهای کم

قسمت عمده مولکولها در پائین ترین تراز کوآنتیک قرار دارند بتدریج که دما زیاد

میشود مولکولها در ترازهای کوآنتیک بالا تر قرار گرفته و برای  $\Theta = 100$   $T =$

قسمت عمده مولکولها در ترازهای کوآنتیک  $n=4$  تا  $n=10$  قرار دارند

مطالعه دو جدول ۱۲ و ۱۳ نشان میدهد برای اکسیژن که دمای کنششی آن

$\Theta = 2$  است در حرارت  $T = 200 K = -73 C$  الکترونها بترازهای کوآنتایی

رتبه بیست هم رسیده اند در صورتیکه برای هیدروژن در این حرارت از رتبه سوم تجاوز نشده است

۶۱- انرژی متوسط - بنا به آنچه ذکر شده عده مولکولهاییکه دارای

انرژی  $E_i$  هستند مساویست با  $N_i$  و عده تمام مولکولهای موجود در مولکولگرم عبارت است از

$$N = \sum N_i$$

کلیمه انرژی وجود مساوی  $E = \sum N_i E_i$  میباشد اگر این مقدار را بر عده مولکولها قسمت کنیم انرژی متوسط هر مولکول بدست خواهد آمد

$$134 \quad E = \frac{\sum N_i E_i}{\sum N_i} = \frac{\sum P_i E_i \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum P_i \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}}$$

برای يك مولکولگرم کافی است این عدد را در  $N$  (عدد آوگادرو) ضرب کنیم .

۶۲- گرمای ویژه . چرخشی . برای تعیین گرمای ویژه چرخشی کافی

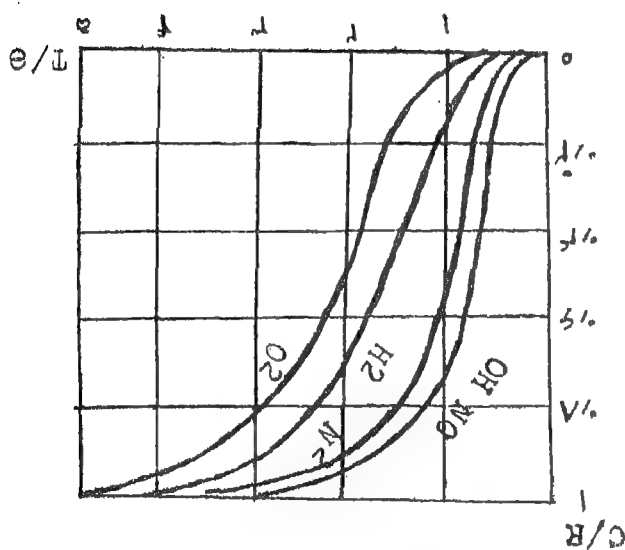
است که از رابطه ۱۳۴ نسبت به  $T$  مشتق بگیریم

$$135 \quad C = \frac{T}{k^2 T^2} \left[ \frac{\sum P_i E_i \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum P_i \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}} - \left\{ \frac{\sum P_i E_i \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum P_i \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}} \right\}^2 \right]$$

نوسیده را بجه ۱۳۵ می-توان منحنی نمایش گرمای ویژه چرخشی گاز را

نسبت به  $T$  رسم کرد در شکل ۲۴ منحنی های مذکور برای  $NO$ ,  $OH$ ,  $H_2$  و  $N_2$  و  $O_2$

رسم شده است



شکل ۲۴

عملای گرمای ویژه  
چرخشی برای مقادیر  
ظاهر شده و  $\Theta = T$   
برای دماهای در حدود  
۳ تا ۵ مقدار مهمین  
خود را  $R = 1.987$   
حاصل میکنند باین  
طریق برای اکسیژن  
این عمل در ۱۰ درجه  
مطابق انجام میگیرد

۶۳ - گرمای ویژه نوشی • برای توضیح علت ازدیاد گرمای ویژه

در دمای زیاد لازمست ارتفاعات اتمها را در نظر گرفت

برای مولکولهای دو اتمی محاسبه نسبتا سهل است و کافیت که انرژی

حاصل از ارتعاشات این دو اتم را حساب کنیم • نوش در امتداد خطی که آنها را  
پیچیدگی متصل میکند انجام میگیرد

جدول ۱۲

ممان دینرسی و گرمای کنششی مولکول های چند گاز

مولکول	ممان دینرسی	دمای کنششی چرخش با درجه مطلق $^{\circ}\text{K}$
$\text{H}^{\vee}$	$40-10 \times 10^{-46}$	۸۵
$\text{OH}^{\vee}$	" ۱۰۵	۲۶
$\text{N}^{\vee}$	" ۱۳۸	۲۸
$\text{O}^{\vee}$	" ۱۹۱۵	۲
$\text{Cl}^{\vee}$	" ۱۱۴	۰.۳۵
$\text{CO}^{\vee}$	" ۵۰	۰.۸
$\text{H}_2\text{O}$	" ۱۴۶	۲۶
$\text{CO}$	" ۱۴۹	۲۶

انشتمین نوش را متوافق فرض کرده و تغییرات انرژی را متناسب با  $h\nu$  و تابع شرائط شموری کوآنتا انکاشنه و فورمول ۱۳۶ را برای تعیین انرژی متوسط یک نوشگر بدست میدهد

$$E = \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT} - 1} \quad (136)$$

۴ عده نوش در ثانیه و  $h$  پایای پلانک است . در این فورمول نیز  $\frac{h\nu}{k}$  با

ترازهای کوانتیت  $n =$  ..... و آولا

$\frac{1}{n}$	۱	۲	۳	۴	۵	۶	۷	۸	۹	۱۰	۱۱	۱۲	۱۳	۱۴	۱۵	۱۶	۱۷	۱۸	۱۹	۲۰
۱۰۰	۲	۴	۶	۸	۷	۷	۷	۷	۷	۸	۶	۶	۵	۴	۳	۲	۲	۱	۱	۱
۲۰	۱۰	۱۶	۲۱	۲۵	۲۸	۳۰	۳۱	۳۲	۳۳	۳۴	۳۵	۳۶	۳۷	۳۸	۳۹	۴۰	۴۱	۴۲	۴۳	۴۴
۳۰	۱۴	۲۱	۲۸	۳۳	۳۷	۴۰	۴۲	۴۴	۴۶	۴۸	۵۰	۵۲	۵۴	۵۶	۵۸	۶۰	۶۲	۶۴	۶۶	۶۸
۴۰	۱۷	۲۵	۳۳	۳۹	۴۴	۴۸	۵۱	۵۴	۵۷	۶۰	۶۳	۶۶	۶۹	۷۲	۷۵	۷۸	۸۱	۸۴	۸۷	۹۰
۵۰	۲۰	۳۰	۴۰	۴۸	۵۶	۶۴	۷۱	۷۸	۸۵	۹۲	۹۹	۱۰۶	۱۱۳	۱۲۰	۱۲۷	۱۳۴	۱۴۱	۱۴۸	۱۵۵	۱۶۲

بقیه جدول ۱۳

T °	ترازهای کوانتیک $n = ۱۳ و ۷۰۰۰۰۰$									
	۲	۳	۵	۷	۹	۱۱	۱۳	۱۵	۱۷	۱۹
۱	۱۰۰									
۲	۹۸	۲								
۱۰	۴۵	۴۲	۱۱	۱						
۲۰	۲۶	۳۷	۲۵	۱۰	۱					
۱۰۰	۶	۱۴	۱۶	۱۶	۱۵	۱۲	۹	۵	۳۵	۲

T ممکن است و آنرا دمای کنششی نوشی گوئیم در جدول ۱۴ مقادیر دمای

کنششی نوشی برای چند جسم درج شده است

میتوان فورمول ۱۳۶ را بوسیله فورمول عمومی ۱۳۴ بدست آورد

بنا بفرض انشتین نوشها متوافق و مقدار انرژی برای تمام مسیرها مشابه

و هر یک مساوی  $h\nu$  است و بار آماری  $P_i = ۱$  بنا براین  $E_j = \nu \cdot h \cdot ۲$

و فورمول ۱۳۲ بشکل

$$۱۳۲ \quad \frac{\sum \nu h \nu e^{-\nu a}}{\sum e^{-\nu a}}$$

جدول ۱۴ دمای کنششی نوشی مولکولهای چند گاز

دمای کنششی ارتعاشی $\Theta^\circ K$	جسم	دمای کنششی ارتعاشی $\Theta^\circ K$	جسم
۸۰۰	$Cl_2$	$\Theta_1 = 2290$	$H_2O$
۳۰۹۰	$CO$	$\Theta_2 = 5370$	
۲۲۲۰	$O_2$	$\Theta_3 = 5370$	
۳۳۴۰	$N_2$	$\Theta_1 = 1730$	$CO_2$
۵۱۰۰	$OH$	$\Theta_2 = 1990$	
۶۱۰۰	$H_2$	$\Theta_3 = 3210$	
		۳۰۵	$L_2$

که در آن ... و ۳ و ۲ و ۱  $v =$  برای سهولت تحریر  $\frac{h\nu}{KT}$  به  $a$  نمایش

داده شده اگر صورت معخرج کسر را بوسیله  $v$  و  $\nu$  نمایش دهیم داریم

$$V = \sum v h \nu e^{-va} = h \nu (e^{-a} + 2e^{-2a} + 3e^{-3a} + \dots)$$

$$V = h \nu e^{-a} (1 + 2e^{-a} + 3e^{-2a} + 4e^{-3a} + \dots)$$

اگر داخل کروشه را  $S$  نامیم میتوانیم بنویسیم

$$S \cdot e^{-a} = e^{-a} + 2e^{-2a} + 3e^{-3a} + \dots$$

هرگاه بطرف دوم تساوی اخیر یک عده جمل مساوی اضافه و از آن تفریق

کنیم در حاصل جمع تغییری حاصل نمیشود

$$\begin{aligned}
 S.e^{-a} &= e^{-a} + \gamma e^{-\gamma a} + \gamma e^{-\gamma^2 a} + \dots \\
 + \dots + (1 + e^{-a} + e^{-\gamma a} + e^{-\gamma^2 a} + \dots) = \\
 (1 + e^{-a} + e^{-\gamma a} + e^{-\gamma^2 a} + \dots) \\
 S.e^{-a} &= 1 + \gamma e^{-a} + \gamma e^{-\gamma a} + \gamma e^{-\gamma^2 a} + \dots \\
 &= (1 + e^{-a} + e^{-\gamma a} + \dots)
 \end{aligned}$$

قسمت اول جزء دوم مساوی S و مقدار داخل پرانتز تضاعد هندسی است  
 ک. جمله اول آن یک و قدر نسبت  $e^{-a}$  است حاصل جمع آن مساوی  
 $\frac{1}{e^{-a}-1}$  میباشد بنا براین داریم

$$S = -\frac{1}{(e^{-a}-1)^2} \quad S.e^{-a} = S - \frac{1}{e^{-a}-1}$$

$$138 \quad V = \frac{h\gamma e^{-a}}{(e^{-a}-1)^2}$$

از طرف دیگر داریم

$$V' = \sum e^{-\gamma a} e^{-a} (1 + e^{-a} + e^{-\gamma a} + e^{-\gamma^2 a} + \dots) = -\frac{e^{-a}}{e^{-a}-1}$$

با در نظر گرفتن دو مقدار  $V'$  و  $V$  رابطه ۱۳۶ نتیجه میشود

$$E = \frac{V}{V'} = -\frac{h\gamma e^{-a}}{(e^{-a}-1)^2 \times \frac{1}{e^{-a}-1}} = \frac{h\gamma e^{-a}}{1-e^{-a}} = \frac{h\gamma}{e^a(1-e^{-a})}$$



$$E = \frac{h\nu}{e \frac{K\nu}{1000} - 1}$$

در جدول ۱۵ چند در صد مولکولهای موجود در ترازهای نوشی درج

شده است

جدول ۱۵ - چند در صد مولکولهای موجود در ترازهای نوشی نسبت به مقدار  $T$   $\ominus$

ترازهای نوشی $\nu = 0.00003020$											
$T$ $\ominus$	۰	۱	۲	۳	۴	۵	۶	۷	۸	۹	۱۰
۱											
۴	۹۸	۲									
$\frac{1}{2}$	۸۶	۱۱۶	۱۷	۰.۲							
۱	۶۳	۲۳	۸.۵	۳.۲	۱.۳	۰.۴	۰.۱				
۲	۳۹.۵	۲۴	۱۴.۷	۸.۷	۵.۴	۳.۲	۲	۱.۲	۰.۸	۰.۳	۰.۲

۶۴ - گرمای ویژه نوشی - برای تعیین گرمای ویژه نوشی از رابطه

۱۳۶ نسبت به  $T$  مشتق میگیریم چون بجای  $\frac{h\nu}{KT}$  بنویسیم  $x$  و نتیجه را در  $N$

ضرب کنیم گرمای ویژه نوشی مولکولی بدست میآید

$$c = \frac{Rx^2 e^x}{(e^x - 1)^2} = R \cdot f(x)$$

۱۳۹

از مطالعه  $f(x)$  می‌توان نتیجه گرفت که گرمای ویژه نوشی يك مولکول دو اتمی و قتیکه  $T$  در حدود  $10^{-2}$  باشد شروع شده و برای  $T \approx 10^{-2}$  تقریباً ۹۲ درصد مقدار مہین خود را حاصل کرده و در دمای زیاد بسمت  $R = 1.986$  میل میکنند در نتیجه گازهاییکه دمای کنششی نوشی آنها کم است در دمای عادی دارای گرمای ویژه نوشی قابل ملاحظه هستند مثلاً بخار کلر با چگالی کم دارای گرمای ویژه با گنج پایا مساوی  $0.26$  است در صورتیکه اگر گرمای ویژه نوشی دخالت نمیکرد باید مانند پروژن  $4.96$  باشد مقدار  $1.06$  کالری اضافی مربوط به گرمای ویژه نوشی است. برای اکسژن گرمای ویژه نوشی در دمای عادی مساوی  $0.8$  کالری است.

۶۵- یکی پاری انرژی- از آنچه تا کنون ذکر شد میتوان نتیجه گرفت که مقادیر گرمای ویژه انتقالی و چرخشی و نوشی يك مولکول دو اتمی-ی چون دما زیاد شود بسمت مقادیر ماکزیم

$$140 \quad C_v = \frac{3}{2}R + R + R = \frac{5}{2}R$$

$$161 \quad C_p = C_v + R = \frac{7}{2}R$$

میل میکنند. از طرف دیگر ملاحظه میشود که حرکت انتقالی مولکول بوسیله سه پارامتر مشخص میشود و یا بعبارت دیگر مولکول در حرکت انتقالی دارای سه درجه آزاد است

چرخش مولکول نیز که ممکنست حول دو محور عمود بر محوریکه دو اتم

را بیکدیگر وصل میکنند صورت گیرد بوسیله دو پارامتر مشخص میشود پس یک مولکول دو اتمی دارای دو درجه آزادی چرخشی است .

بالاخره نوشتارها باعث ظهور مقداری انرژی است که بشکل انرژی سینتیک و پتانسیل بطور تساوی مبادله میشود پس بهر پارامتر نویسی نیز میتوان دو درجه آزادی نسبت داد و بطور کلی یک چنین مولکولی دارای  $7 = 2 + 2 + 3$  درجه آزادی است .

مقایسه درجات آزادی با رابطه  $\gamma = \frac{R}{2} + 2\frac{R}{1} - 2\frac{R}{2} - \gamma \frac{R}{1}$  نشان میدهد

که بهر درجه آزادی مقدار گرمای ویژه با گنج پایا معادل  $\frac{R}{2}$  مربوط است. برای یک مولکول سه اتمی که اتمها در امتداد یک خط قرار گرفته اند مانند  $\text{CO}_2$  و  $\text{NO}_2$  انتقال و چرخش بترتیب شامل سه و دو درجه آزادی است . نوش ما را ممکن است بوسیله شکل ۲۵ نمایش داد در اول و دوم نوش قرینه و سوم قرینه نیست بعلاوه در حالت دوم ممکن است نوش در امتداد دو محور عمود بر یک دیگر انجام گیرد

هرگاه  $\Theta_1$  و  $\Theta_2$  و  $\Theta_3$  دمای کنششی نوشی مربوط به هر یک از نوش ها باشد میتوان فورمول انشتین را عسومیت داده و بشکل ذیل نوشت

$$C_V = R \left\{ 1 \left( \frac{\Theta_1}{T} \right) + 2 \left( \frac{\Theta_2}{T} \right) + 1 \left( \frac{\Theta_3}{T} \right) \right\}$$

چنین مولکولی دارای چهار پارامتر نویسی است بنا براین حسد اکثر دارای

مشت درجه آزادی نوشی خواهد بود و گرمای ویژه چنین مولکولی بسمت مقدار

ماکزیموم ذیل میل میکند

$$142 \quad C_v = 3 \frac{R}{2} + 2 \frac{R}{2} + 8 \frac{R}{2} = 13 \frac{R}{2}$$

$$143 \quad C_p = 13 \frac{R}{2} + R = 15 \frac{R}{2}$$

برای يك مولكول سه اتمی مانند آب که اتمهای آن در امتداد يك خط قرار نگرفته باشند چرخش شامل سه درجه آزادی است نوش ممکن است بیکی از طریقه که در شکل ۲۶ نمایش داده شده صورت گیرد. دوتای اول قرینه و سومی قرینه نیست .

گرمای ویژه در دمای زیاد شامل  $3 \frac{R}{2}$  برای انتقال و  $3 \frac{R}{2}$  برای چرخش و  $6 \frac{R}{2}$  برای نوش و بطورمجموع  $12 \frac{R}{2}$  گرمای ویژه باگنج پایا و  $14 \frac{R}{2}$  گرمای ویژه با فشار پایا خواهد بود

چنانچه عدد اتمهای مولکولی  $n$  و عدد پارامترهای چرخشی را  $r$  و عدد پارامترهای نوشی را  $v$  نامیم چون درجات آزادی انتقالی سه است و بهر پارامتر نوشی دو درجه آزادی مربوط است بطور کلی

$$3 + r + 2v \text{ درجه آزادی داریم از طرف دیگر}$$

$$144 \quad v = 2n - (3 + r)$$

برای مولکولهایی که اتمهای آنها در امتداد يك خط قرار گرفته اند  $r=2$

نگرفته اند  $r=3$

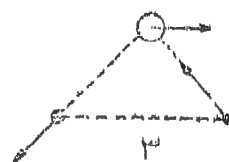
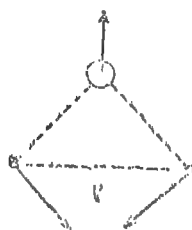
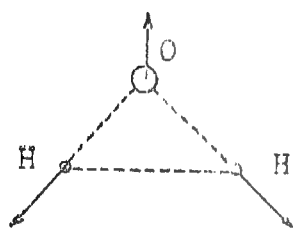
شکل ۲۵

از لحاظ سهولت تحریر مولکولهای نوع اول را خطی و دوم را غیر خطی  
نامیم. بنا براین برای مولکولهای خطی

$$145 \quad v = 3n - (3 + 1) = 3n - 5$$

برای مولکول غیر خطی

$$146 \quad v = 3n - (3 + 3) = 3n - 6$$



شکل ۲۶

و گرمای ویژه در گنج پایا برابر است با :

برای مولکولهای خطی

$$147 \quad C_v = \frac{R}{2} (3 + 1 + 2v) = \left\{ 5 + 2(3n - 5) \right\} \frac{R}{2} = \\ = \frac{R}{2} (3n - 5)$$

برای مولکولهای غیر خطی

$$148 \quad C_v = \frac{R}{2} \left\{ 3 + 3 + 2(3n - 6) \right\} = \frac{R}{2} (3n - 6)$$

گرمای ویژه با فشار پایا برابر است با :

برای مولکولهای خطی

$$149 \quad C_p = C_v + R = \frac{R}{\gamma} (1n-2)$$

برای مولکولهای غیر خطی

$$150 \quad C_p = C_v + R = \frac{R}{\gamma} (1n-4)$$

با استفاده از رابطه های فوق میتوان نتیجه گرفت

برای يك مولكول يك اتمی  $v=0$   $r=0$

$$151 \quad C_p = 5 \frac{R}{\gamma} \quad C_v = 3 \frac{R}{\gamma}$$

برای مولکولهای دو اتمی

$$152 \quad C_v = \begin{cases} 5 \frac{R}{\gamma} \\ 7 \frac{R}{\gamma} \end{cases} \quad C_p = \begin{cases} 7 \frac{R}{\gamma} \\ 9 \frac{R}{\gamma} \end{cases} \quad v = \begin{cases} 0 \\ 1 \end{cases} \quad r=2$$

برای يك مولكول سه اتمی

$$153 \quad C_v = \begin{cases} 12 \frac{R}{\gamma} \\ 13 \frac{R}{\gamma} \end{cases} \quad C_p = \begin{cases} 14 \frac{R}{\gamma} \\ 15 \frac{R}{\gamma} \end{cases} \quad v = \begin{cases} 3 \\ 4 \end{cases} \quad r = \begin{cases} 2 \\ 3 \end{cases}$$

اگر  $v=0$  باشد

$$C_p = 8 \frac{R}{\gamma}$$

برای  $C_2H_2$  که خطی است

$$C_p = \frac{R}{\gamma} (1 \times 4 - 2) = 2 \frac{R}{\gamma}$$

برای  $CH^+$  که غیر خطی است

$$C_p = \frac{R}{\gamma} (6 \times 5 - 4) = 26 \frac{R}{\gamma}$$

نتایج فوق همانست که در جمله های بیش بدست آمد بنابر این فورمول های ۱۴۷ تا ۱۵۰ عمومی است و ممکن است برای تمام مولکولها بکار رود و ای همانطور که متذکر شدیم فرض یکی باری انرژی را در اولین تقریب ممکن است بکار برد و برای اصلاح فرضیه کلاسیک باید عوامل و نکاتی که منظور نشده مطالعه و تئوری کلاسیک بنحوی که در جمله های بعد خواهیم دید اصلاح شود

۶۶- اصلاح تئوری کلاسیک • در اینجا یادکر سه عامل مهم که بیشتر در تغییر گرمای ویژه موثرند پرداخته و تاثیر آنها را در پیدایش گرمای ویژه مربوط مطالعه میکنیم •

الف • گرمای ویژه تنشی • اتمها در حرکت چرخش خود تحت تاثیر نیروی گریز از مرکز واقع شده و این نیرو اتمها را از یکدیگر دور میکند در نتیجه مقداری انرژی پتانسیل بروز میکند (نیروی موجود میان اتمها آنها را بسمت مکان اولیه آنها جذب میکند) در محاسبات دقیق باید این انرژی منظور شود از این رو لازم است به فورمول ۱۲۹ که برای انرژی چرخشی در نظر گرفتیم یک ضمیمه اضافه کنیم • مطالعه بینا بها این جمله را بشکل  $\frac{1}{2} \pi^2 (1+1) B$  بدست میدهد در نتیجه این انرژی گرمای ویژه دیگری که آنرا گرمای ویژه تنشی گوئیم ظاهر میشود برای ملاحظه روش محاسبه این گرمای ویژه را

برای مولکول هیدروژن حساب میکنیم

فرض کنیم  $r_0$  نصف فاصله موجود میان دو اتم باشد هر گاه بعلمتی  $r_0$  با اندازه  $x$  زیاد شود در نتیجه این افزایش فاصله نیروئی مساوی  $ax$  بظهور میرسد که میخواهد دو اتم را بحالت اولیه خود رجعت دهد. همین نیرو است که باعث نوش اتمها شده و گرمای ویژه نوشی را ایجاد میکند. عدد  $a$  را با دانستن عده ارتعاش  $\nu$  در ثانیه از روی فورمول ذیل که بوسیله یناب نمائی (Spectroscopie) بدست آمده میتوان حساب کرد

$$154 \quad r_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{a/m}$$

تعادل هوقعی حاصل میشود که نیروی گریز از مرکز و نیروی  $f=ax$  با هم مساوی باشند اگر سرعت زاویه چرخش را امگا گوئیم و همان دینرسی را  $I$

$$155 \quad ax = m\omega^2 r_0 = \frac{I}{r_0} \omega^2$$

در دمای زیاد انرژی چرخشی بعد ماکزیموم دیر-دیس  $\frac{1}{2} I \omega^2 = kT$

انرژی پتانسیل مربوط به تنش که آنرا بحرف  $E_d$  نمایش میدهم عبارت است از

$$156 \quad E_d = ax^2 = \frac{\xi k^2 T^2}{r_0^2 a} = \frac{\xi k^2 T^2}{r_0^2 \cdot \frac{1}{4\pi^2 \nu^2 m}} = \frac{k^2 T^2}{\pi^2 \nu^2 I}$$

در رابطه اخیر بجای  $a$  مقدارش را از فورمول ۱۵۴ گذاردیم

اگر از  $E_d$  نسبت به  $T$  مشتق بگیریم گرمای ویژه تنشی بدست میاید برای یک مولکول گرم نتیجه را در  $N$  ضرب کرده و برای محاسبه با واحد کالری فورمول



را بر J تقسیم میکنیم

بطوریکه ملاحظه میشود گرمای ویژه ناشتی به نسبت دمای مطلق افزایش مییابد

$$C_{J1} = \frac{2kT}{1.38 \times 10^{-23}} = C_0 T$$

۱۵۷

برای هیدروژن داریم

$$C_{H1} = 2.05 \times 10^{-5} T \quad \gamma_0 = 1.3 \times 10^{-13} \quad T = 4.6 \times 10^{-40}$$

و در سه هزار درجه باندازه یکدهم کالری گرمای ویژه اضافه میشود

پس انرژی حاصل در نتیجه متوافق نبودن نوشها • انشتین در تئوری

خود ارتعاشات را متوافق و تفاوت انرژی مربوط به عبور از حالتی به حالت مجاور

را مساوی  $h\nu$  فرض میکند (عدد پلانک و  $\gamma$  بسامد نوشها)

مطالعه بینابیناب هائیت میکند که نوش اتمها در داخل مولکول متوافق نیست

و تغییرات انرژی برای حالات مختلف یکسان نمیباشد بنا براین برای محاسبه صحیح

انرژی نوشی باید فورمول ۱۳۴ را بکار برد و برای مقادیر انرژی  $E_i$  نتایج حاصل

از مطالعه بینابها را برای هر حالت بکار برد و همچنین برای محاسبه گرمای ویژه

فورمول ۱۳۵ را بکار میبریم که در آن بجای  $E_i$  و  $P_i$  مقادیریکه بوسیله بیناب

نمایی بدست آمده میگذاریم • برای نمونه اکسیژن را در نظر گیریم \*

بیرج Birge واسپونر Sponer نشان داده اند که باندهای شومن رونج

Schuman- Runge انرژی ارتعاشی بظهور میرسانند بشکل  $A(\nu - \nu_0)$

که در آن  $\epsilon = 0.072$  میباشد. بنا براین رابطه ۱۳۵ با در نظر گرفتن اینکه  $\epsilon$  کوچک است بشکل ذیل در میاید

$$159 \quad \frac{C_{vib}}{R} = \left(\frac{\Theta}{T}\right)^2 \left[ \frac{\sum v^2 e^{-\frac{v}{T}} + \epsilon \sum \left(\frac{\Theta}{T} v^2 - v^2\right) e^{-\frac{v}{T}}}{\sum e^{-\frac{v}{T}} + \epsilon \frac{\Theta}{T} \sum v^2 e^{-\frac{v}{T}}} - \left\{ \frac{\sum v e^{-\frac{v}{T}} + \epsilon \sum \left(\frac{\Theta}{T} v^2 - v^2\right) e^{-\frac{v}{T}}}{\sum e^{-\frac{v}{T}} + \epsilon \frac{\Theta}{T} \sum v^2 e^{-\frac{v}{T}}} \right\}^2 \right]$$

بطوریکه ملاحظه میشود دخالت جمله های شامل اسپیلون  $\epsilon$  معرف غیر متوافق بودن ارتعاشات است و در مقادیر حاصل برای گرمای ویژه اصلاحی پیش بینی میکنند که میزان آن را بطوریکه از بعد خواهیم دید قابل اغماض نیست

ج- انرژی حاصل از تغییر حالت الکترونی • در تمام آنچه تا کنون گفتیم فرض میکردیم که ساختمان الکترونی مولکول بدون تغییر میماند ولی در واقع وقتی که دما زیاد شود ساختمان الکترونی مولکول تغییر میکند • این تغییر مستلزم جذب انرژی و مرادف با از دیاد گرمای ویژه است که آنرا گرمای ویژه الکترونی گوئیم. برای مثال مولکول اکسیژن را در نظر میگیریم حالت بنیادی اکسیژن حالت  $\Sigma$  است که نظر بوجود دو تائیهی (doublets) موجود در بیناب اکسیژن به سه دسته فرعی که به  $F_1$  و  $F_2$  و  $F_3$  موسومند تقسیم شده

جدول ۱۶

چند درصد توزیع مولکولهای اکسیژن در ترازهای مختلف الکترونی و چرخشی

T°K	ترازهاییکه در آنها $n=1$			تراز	تراز
	$F_2$	$F_1$	$F_2$	$n=3$	$n=5$
۰٫۰۲۵	۹۹٫۹۹۹۸	۰٫۰۰۰۰۲	«	«	«
۰٫۰۵۰	۹۹٫۷۱	۰٫۲۹	«	«	«
۰٫۰۷۵	۹۶٫۶۳	۳٫۲۷	«	«	«
۰٫۱۰۰	۸۹٫۲	۱۰٫۸	«	«	«
۰٫۱۲۵	۷۹٫۷	۲۰٫۳	«	«	«
۰٫۱۵۰	۷۰٫۶	۲۹٫۴	«	«	«
۰٫۱۷۵	۶۲٫۸	۳۷٫۲	«	«	«
۰٫۲۰۰	۵۶٫۳	۴۳٫۸	«	«	«
۰٫۲۵۰	۴۷٫۱	۵۲٫۹	«	«	«
۰٫۳۰۰	۳۹٫۵	۷۰٫۲	۰٫۳	«	«
۰٫۳۷۵	۲۴٫۴	۷۴٫۴	۱٫۲	«	«
۰٫۴۰۰	۲۱٫۸	۷۵٫۱	۳٫۱	«	«
۰٫۵۰۰	۱۷٫۱	۷۱٫۶	۱۱٫۳	«	«
۰٫۶۰۰	۱۵٫۵	۶۷٫۷	۱۶٫۶	۰٫۲	«
۰٫۷۰۰	۱۴٫۱	۶۴٫۴	۱۹٫۹	۱٫۴	«
۰٫۸۰۰	۱۳٫۱	۶۱٫۵	۲۱٫۶	۳٫۸	«
۰٫۹۰۰	۱۲٫۴	۵۸٫۲	۲۲٫۳	۷٫۱	«
۱٫۰۰۰	۱۱٫۵	۵۴٫۹	۲۲٫۴	۱۱٫۱	۰٫۱
۱٫۲۰۰	۱۰٫۸	۵۱٫۶	۲۲٫۱	۱۵٫۳	۰٫۲
۱٫۴۰۰	۱۰٫۱	۴۸٫۶	۲۱٫۷	۱۹٫۱	۰٫۵
۱٫۶۰۰	۹٫۵	۴۵٫۸	۲۱٫۰	۲۲٫۸	۰٫۹

انرژی مربوط به دسته  $F_p$  از همه کمتر و انرژی  $F_p$  از همه زیاد تر میباشد (انرژی  $F_p$  در حدود ۶ کالری مولکول از  $F_p$  و  $F_n$  بیشتر است) در موقعیکه الکترون از ترازى به تراز دیگر عبور کند مقداری انرژی جذب میکند که مترادف با بروز گرمای ویژه است این گرمای ویژه را گرمای ویژه الکترونی نامند و مقدار آن بگرمای ویژه چرخشی اضافه میشود

در جدول ۱۶ چند درصد مولکولهای اکسیژن را در ترازهای مختلف الکترونی و چرخشی درج کرده ایم. در جدول ۱۷ گرمای ویژه الکترونی و چرخشی اکسیژن تادمای ۱۰ درجه مطلق ذکر شده است بطوریکه از جدول اخیر مشاهده میشود در نزدیکی دوازده صدم مطلق در حالیکه فقط بیست درصد مولکولها از حالات  $F_p$  به حالت  $F_n$  گذشته اند و در صورتیکه عبور از  $F_p$  به  $F_n$  فقط مستلزم يك کالری در مولکول است باعث ایجاد گرمای ویژه الکترونی در حدود سه کالری مولکول میباشد زیرا در نتیجه تغییر دما از  $25^\circ K$  تا  $105^\circ K$  یعنی حدود  $0.025^\circ$  درجه در حدود يك کالری برای نه در صدم مولکولها تغییر میکند بنابراین برای هر مولکول در هر درجه در حدود سه کالری خواهد شد

اما گرمای ویژه چرخشی در حدود يك درجه شروع شده و در ده درجه تقریباً مقدار ماکزیموم (مقدار حاصل از قضیه یکی پاری انرژی) خود را دارا است پس از آن تادمای عادی پایا مانده و در این موقع گرمای ویژه نوشی ظهور میکند. برای مولکول NO بر عکس گرمای ویژه چرخشی از  $25^\circ K$  شروع

جدول ۱۷

گرمای ویژه الکترونی و چرخشی اکسیژن تا ۱۰ درجه مطلق

$T^{\circ}K$	$C_v$	$T^{\circ}K$	$C_v$	$T^{\circ}K$	$C_v$
۰٫۰۲۰	۰٫۰۰۰	۰٫۱۱۵	۲٫۸۵۶	۱٫۵۰	۰٫۴۷۹
۰٫۰۲۵	۰٫۰۰۱	۰٫۱۲۰	۲٫۸۶۶	۱٫۷۵	۰٫۴۳۶
۰٫۰۳۰	۰٫۰۰۶	۰٫۱۲۵	۲٫۸۵۰	۲٫۰۰	۰٫۴۰۲
۰٫۰۴۰	۰٫۰۷۸	۰٫۱۵۰	۲٫۵۴۵	۲٫۵۰	۰٫۳۸۵
۰٫۰۵۰	۰٫۳۱۹	۰٫۱۷۵	۲٫۱۰۵	۳٫۰۰	۰٫۴۶۵
۰٫۰۶۵	۱٫۰۲۶	۰٫۲۰۰	۱٫۶۹۵	۴٫۰۰	۰٫۸۵۶
۰٫۰۷۵	۱٫۵۹۵	۰٫۲۵۰	۱٫۱۰۰	۵٫۰۰	۱٫۳۱۱
۰٫۰۸۰	۱٫۸۶۶	۰٫۳۵۰	۰٫۵۲۲	۶٫۰۰	۱٫۶۴۷
۰٫۰۸۵	۲٫۱۲۳	۰٫۵۰۰	۰٫۳۵۲	۷٫۰۰	۱٫۸۴۴
۰٫۰۹۵	۲٫۳۲۸	۰٫۷۵۰	۰٫۴۲۶	۸٫۰۰	۱٫۹۴۲
۰٫۰۹۹	۲٫۵۰۷	۱٫۰۰۰	۰٫۵۰۱	۹٫۰۰	۱٫۹۸۴
۰٫۱۰۰	۲٫۶۴۷	۰٫۲۵۰	۰٫۵۱۰	۱۰٫۰۰	۱٫۹۹۹

شده و در حدود  $200^{\circ}\text{K}$  مقدار ماکزیموم خود را ( دو کالری ) دارا شده پس از آن گرمای ویژه الکترونی ظاهر میشود . این گرمای ویژه در  $750^{\circ}\text{K}$  به مقدار ماکزیموم رسیده (  $0.85$  کالری ) سپس شروع به نقصان میکند در  $300$  درجه مطابق مادل  $0.25$  است

در بسیاری از حالات ما بین تراز الکترونی و تراز الکترونی بالاتر مجاور تفاوت انرژی خیلی زیاد است در نتیجه برای دماهای کمتر از  $5000$  درجه تغییر مکان الکترونی روی نداده و گرمای ویژه الکترونی ظاهر نمیشود . مثلاً این اختلاف انرژی برای مولکول  $\text{NO}$   $125000$  کالری و برای  $\text{CO}$   $168000$  کالری و برای  $\text{N}_2$   $186000$  کالریست .

برای بیناب های جذبی نواری شکل اکسیژن معروف به بیناب های جوی که مربوط به عبور مولکول از حالت اصلی  $^2\text{P}$  به حالت برانگیخته  $^4\text{P}$  است گرمای عبور  $37000$  کالری میباشد در جدول ۱۸ چند درصد توزیع مولکولها در ترازهای مختلف نوشی حالت اصلی  $^2\text{P}$  و در حالت برانگیخته  $^4\text{P}$  درج شده است با وجودیکه همه مولکولهاییکه به حالت  $^4\text{P}$  میرسند کم است معذالك گرمای ویژه الکترونی مربوط قابل اهمیت است مثلاً میان  $3000$  و  $4000$  درجه یعنی برای اختلاف دمای  $1000$  درجه مولکولهاییکه به  $^4\text{P}$  میرسند  $0.027$  در صد است . بالنتیجه  $100 = 37000 \times 0.027$  کالری انرژی جنب میشود از این رو گرمای ویژه یکدهم کالری نتیجه میشود . در  $5000$  درجه گرمای ویژه  $0.25$  میباشد

جدول ۱۸

چند در صد توزیع مولکول اکسیژن در ترازهای نوشی حالت بنیادی  $\Sigma^2$

و حالت برانگیخته  $\Sigma^1$

$T^{\circ}K$	$\Sigma_{,0}^2$	$\Sigma_{,1}^2$	$\Sigma_{,2}^2$	$\Sigma_{,3}^2$	$\Sigma_{,4}^2$	$\Sigma(0-\infty)^2$	$\Sigma^1$
۲۹۸٫۱	۹۹٫۹۴	۰٫۰۶	۰٫۰۰	«	«	«	«
۴۰۰	۹۹٫۶۲	۰٫۳۸	۰٫۰۰	«	«	«	«
۵۰۰	۹۸٫۸۳	۱٫۱۶	۰٫۰۱	«	«	«	«
۶۰۰	۹۷٫۵۴	۲٫۴۰	۰٫۰۶	۰٫۰۰	«	«	«
۷۰۰	۹۵٫۸۰	۴٫۰۱	۰٫۱۸	۰٫۰۱	«	«	«
۸۰۰	۹۳٫۷۳	۵٫۸۵	۰٫۳۸	۰٫۰۲	۰٫۰۰	«	«
۹۰۰	۹۱٫۴۷	۷٫۷۷	۰٫۶۱	۰٫۰۶	۰٫۰۱	«	«
۱۰۰۰	۸۹٫۰۶	۹٫۶۹	۱٫۱۰	۰٫۱۳	۰٫۰۲	«	«
۱۲۵۰	۸۲٫۹۰	۱۴٫۰۹	۲٫۴۷	۰٫۴۴	۰٫۰۸	۰٫۰۲	«
۱۵۰۰	۷۶٫۹۵	۱۷٫۶۱	۴٫۱۳	۰٫۹۹	۰٫۲۴	۰٫۰۸	«
۱۷۵۰	۷۱٫۴۶	۲۰٫۲۲	۵٫۸۵	۱٫۷۲	۰٫۵۲	۰٫۲۳	«
۲۰۰۰	۶۶٫۵۱	۲۲٫۰۷	۷٫۴۶	۲٫۵۶	۰٫۸۹	۰٫۵۱	۰٫۰۰
۲۵۰۰	۵۸٫۰۹	۲۴٫۰۹	۱۰٫۱۴	۴٫۳۲	۱٫۸۷	۱٫۴۷	۰٫۰۲
۳۰۰۰	۵۱٫۲۹	۲۴٫۶۸	۱۲٫۰۳	۵٫۹۳	۲٫۹۵	۲٫۰۶	۰٫۰۷
۴۰۰۰	۴۱٫۱۸	۲۳٫۸۶	۱۳٫۹۶	۸٫۲۳	۴٫۸۹	۷٫۵۴	۰٫۳۴
۵۰۰۰	۳۴٫۰۳	۲۲٫۰۴	۱۴٫۳۹	۹٫۴۵	۶٫۲۴	۱۲٫۹۸	۰٫۸۷

در آنچه ذکر شد فرض کردیم که مقادیر اقسام مختلف انرژی را میتوان جداگانه حساب کرده و جمع نمود بدیهی است که هر يك از انرژیها روی دیگری مؤثر است و در يك محاسبه دقیق بهتر آنست که فورمول ۱۳۵ را با در نظر گرفتن انواع انرژیهای موجود در يك دمای T و بارهای آماری مربوط را بکار برد.

این محاسبات فوق العاده مشکل و طولانی است

در جدول ۱۹ گرمای ویژه حقیقی با فشار یا بار که باروش فوق برای گازهای متد اولی حساب شده درج میکنیم

بطوریکه مشاهده میشود مقدار ۸۹۴ که بنابه تئوری کلاسیک مقدار ماکزیموم است در حدود ۳۰۰۰ درجه حاصل میشود ولی بطوریکه دیدیم این مقدار باز زیاد میشود، مثلاً در ۵۰۰۰ درجه گرمای ویژه اکسیژن به ۹۵۵ میرسد

گرچه بطوریکه گفتیم نمیتوان تاثير عوامل مختلف نامبرده را کاملاً تفکیک کرد معذالك میتوان درجه اهمیت و عظمت هر عامل را تعیین نمود. برای نمونه در جدول ۲۰ مقادیر گرمای ویژه حقیقی در فشار پایا در دمای ۵۰۰۰ درجه برای گازهای متد اولی و مقادیر مربوط عوامل مختلفه را که برای اصلاح تئوری کلاسیک باید منظور شود درج کرده ایم. در شکل ۲۷ اهمیت نسبی مقادیر گرمای ویژه های مختلف برای اکسیژن نشان داده شده است به مقدار  $\frac{R}{\gamma}$  که مربوط به

چرخش خالص است باید گرمای ویژه تنشی را اضافه نمود (خط نقطه چین) افزایش گرمای ویژه ارتعاشی با فرض متوافق بودن نوش ها منحنی b را بدست میدهد با در نظر گرفتن عدم توافق نوش ها منحنی c بدست میآید بالاخره در حدود ۲۵۰۰

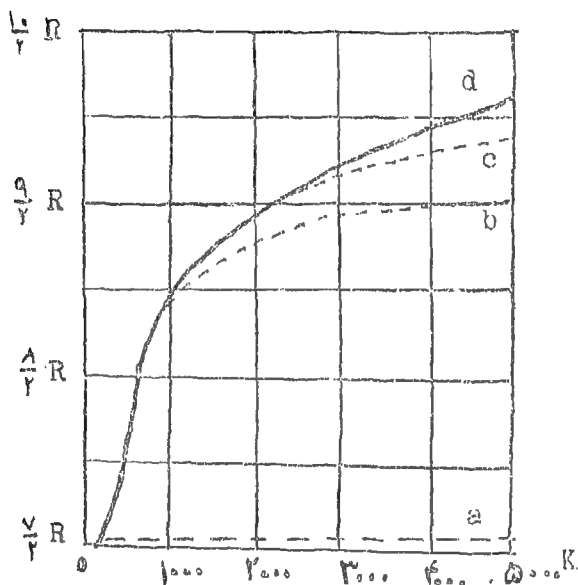


جدول ۱۹

گرمای ویژه مولکولی حقیقی با فشار پایای بعضی گازها

T°K	H <sup>۲</sup>	OH	CO	N <sup>۲</sup>	O <sup>۲</sup>	CO <sup>۲</sup>
۰.	۴٫۹۹۷		۶٫۹۵۴	۶٫۹۵۵	۶٫۹۰۲	
۱۰۰	۵٫۴۱۵		۶٫۹۵۴	۶٫۹۵۵	۶٫۹۶۲	
۲۰۰	۶٫۵۶۵		۶٫۹۵۵	۶٫۹۵۶	۶٫۹۶۲	
۳۰۰	۶٫۸۹۶	۷٫۱۳۹	۶٫۹۶۴	۶٫۹۶۰	۷٫۰۲۰	۸٫۹۰۸
۴۰۰	۶٫۹۷۴	۷٫۰۷۲	۷٫۰۱۳	۶٫۹۹۱	۷٫۱۹۷	۹٫۸۸۵
۵۰۰	۶٫۹۹۲	۷٫۰۴۷	۷٫۱۲۲	۷٫۰۷۱	۷٫۴۳۴	۱۰٫۶۷۶
۶۰۰	۷٫۰۰۸	۷٫۰۵۵	۷٫۲۹۷	۷٫۲۰۰	۷٫۶۷۵	۱۱٫۳۲۴
۷۰۰	۷٫۰۳۵	۷٫۰۸۳	۷٫۴۵۵	۷٫۳۵۵	۷٫۸۹۰	۱۱٫۸۶۲
۸۰۰	۷٫۰۶۹	۷٫۱۵۸	۷٫۶۲۹	۷٫۵۱۶	۸٫۰۶۹	۱۲٫۳۱۲
۹۰۰	۷٫۱۴۱	۷٫۲۳۶	۷٫۷۹۲	۷٫۶۷۶	۸٫۲۱۶	۱۲٫۶۸۹
۱۰۰۰	۷٫۲۲۰	۷٫۳۳۶	۷٫۹۳۹	۷٫۸۲۱	۸٫۳۳۹	۱۳٫۰۰۵
۱۲۵۰	۷٫۴۵۷	۷٫۶۱۳	۸٫۲۶۵	۸٫۱۶۵	۸٫۵۵۸	۱۳٫۶۰
۱۵۰۰	۷٫۷۱۸	۷٫۸۸۱	۸٫۴۲۲	۸٫۳۳۴	۸٫۷۰۲	۱۴٫۰۰
۱۷۵۰	۷٫۹۳۶	۸٫۱۱۴	۸٫۵۶۸	۸٫۴۸۹	۸٫۸۰۲	۱۴٫۳۰
۲۰۰۰	۸٫۱۸۱	۸٫۳۳۱	۸٫۶۶۷	۸٫۶۰۴	۸٫۸۸۰	۱۴٫۶۰
۲۵۰۰	۸٫۵۳۱	۸٫۶۶۱	۸٫۸۰۷	۸٫۷۶۱	۹٫۰۰۱	۱۴٫۷۸
۳۰۰۰	۸٫۸۹۶	۸٫۸۴۴	۸٫۹۰۰	۸٫۸۶۳	۹٫۱۰۸	۱۴٫۹۳
۳۵۰۰	۸٫۹۹۷	—	۸٫۹۶۴	۸٫۹۳۵	۹٫۱۰۸	۱۵٫۱۵
۴۰۰۰	۹٫۱۵۵	۹٫۱۶۵	۹٫۰۱۶	۸٫۹۹۰	۹٫۳۲۸	—
۴۵۰۰	۹٫۲۸۶		۹٫۰۶۰	۹٫۰۳۷		—
۵۰۰۰	۹٫۳۹۲	۹٫۵۰۹	۹٫۰۹۹	۹٫۰۳۸	۹٫۵۵۴	—

درجه گرمای الكترونيك ظاهر ميشود ( منحنی d )



تئوری فوق اصولاً بر  
اساس مطالعه بینابها  
مبتمنی است و تنها برای  
اجسامی که خواص  
اسپکتروسکپی آنها  
کاملاً معلوم است میتوان  
طریقه محاسبات مذکور

را بکار برد  
۶۷-۳ گازهای يك اتمی  
بنا به تئوری کلاسیك

شکل ۲۷

گرمای ویژه گازهای يك اتمی بایا و مساوی ۴۹۶۵ است بنا به آنچه ذکر شد  
میتوان گفت در صورتیکه ساختمان الكترونی اتم در تحت تاثیر دما تغییر میکند برای  
اجسام يك اتمی يك گرمای ویژه الكترونی وجود خواهد داشت منتها مقدار آن  
در دماهای متد اولی کم و تغییراتش غیر قابل ملاحظه است ولی در دماهای زیاد قابل  
توجه میشود

الکترون اتم تیدروژن که حالت شادی آن مربوط به پائین ترین مدار است  
برای عبور به مدار مجاور بالاتر ( اولین بانه بیناب لیمن Lyman ) ۲۳۰۰۰۰  
تکالری انرژی لازم دارد این انرژی فوق العاده زیاد و در دماهای پائینتر از ۵۰۰ درجه

### جدول ۲۰

گرمای ویژه حقیقی در فشار پایدار ۵۰۰۰ درجه مطلق و عواملی که برای اصلاح

تئوری ~~کلاسیک~~ باید منظور شود

گرمای ویژه حقیقی	الکترونیک	متوافق نبودن نوشتها	تنش	گاز
۹۳۹	۰	۰۵۲	۰۱۵	H <sup>+</sup>
۹۵۱	۰	۰۵۲	۰۱۸	OH
۹۵۵	۰۲۵	۰۳۰	۰۰۶	O <sup>+</sup>
۹۲۱	۰	۰۱۹	۰۰۵	NO
۹۰۸	۰	۰۱۷	۰۰۴	N <sup>+</sup>
۹۱۰	۰	۰۱۷	۰۰۵	CO

حاصل نمیشود لذا چند در صد عبور بهمدار بالاتر خیلی کم و غیر قابل ملاحظه است. در نتیجه در این درجات حرارت برای تیدرژن گرمای ویژه الکترونی ظاهر نمیشود ولی برای اکسیژن اینطور نیست چه که برای اتم اکسیژن تفاوت انرژی لازم برای عبور از حالت بنیادی بهحالتهای الکترونی فوقانی مجاور  $^1S_0$  و  $^1D_2$  و  $^3P_0$  و  $^3P_1$  بهترتیب مساوی ۹۶۰۰۰ و ۴۵۱۰۰ و ۶۴۴ و ۴۴۹ کالری میباشد انرژی نسبتاً کم و عبور ازحالتی بهحالت دیگر بسهوات میسر است

برای نمونه ما چند در صد اتمهای موجود در محالتهای مختلف و گرمای

جدول ۲۱

توزیع اتم اکسیژن در پایدارترین ترازهای الکترونی نامبرده

T°K	$^2P_1$	$^2P_1$	$^2P_0$	$^1D_2$	$^1S_0$
۵۰۰	۰٫۶۷۱	۰٫۲۵۸	۰٫۰۷۱	«	«
۱۰۰۰	۰٫۶۱۷	۰٫۲۸۴	۰٫۰۹۰	«	«
۲۰۰۰	۰٫۵۸۶	۰٫۳۱۴	۰٫۱۰۰	«	«
۲۵۰۰	۰٫۵۸۰	۰٫۳۱۸	۰٫۱۰۲	۰٫۰۰۰۰۷	«
۳۰۰۰	۰٫۵۷۶	۰٫۳۲۱	۰٫۱۰۳	۰٫۰۰۰۳۱	«
۳۵۰۰	۰٫۵۷۲	۰٫۳۲۲	۰٫۱۰۴	۰٫۰۰۰۹	«
۴۰۰۰	۰٫۵۷۰	۰٫۳۲۳	۰٫۱۰۵	۰٫۰۰۲۰	«
۴۵۰۰	۰٫۵۶۷	۰٫۳۲۳۴	۰٫۱۰۵۵	۰٫۰۰۳۱	۰٫۰۰۰۰۰۰۲
۵۰۰۰	۰٫۵۶۳	۰٫۳۲۴	۰٫۱۰۵۷	۰٫۰۰۶۴	۰٫۰۰۰۰۰۰۷

جدول ۲۲

گرمای ویژه اتم اکسیژن با تصحیح مربوط به تغییر حالت الکترونی

$T^{\circ}K$	$C_p$	$T^{\circ}K$	$C_p$	$T^{\circ}K$	$C_p$	$T^{\circ}K$	$C_p$
۳۰۰۰	۵٫۰۰۴	۳۵۰۰	۵٫۰۴۶	۴۰۰۰	۵٫۰۹۵	۴۵۰۰	۵٫۱۵۵
۳۱۰۰	۵٫۰۱۲	۳۶۰۰	۵٫۰۵۵	۴۱۰۰	۵٫۱۰۷	۴۶۰۰	۵٫۱۶۷
۳۲۰۰	۵٫۰۲۰	۳۷۰۰	۵٫۰۶۴	۴۲۰۰	۵٫۱۱۹	۴۷۰۰	۵٫۱۷۹
۳۳۰۰	۵٫۰۲۸	۳۸۰۰	۵٫۰۷۴	۴۳۰۰	۵٫۱۲۱	۴۸۰۰	۵٫۱۸۱
۳۴۰۰	۵٫۰۳۷	۳۹۰۰	۵٫۰۸۴	۴۴۰۰	۵٫۱۳۳	۴۹۰۰	۵٫۱۹۳
						۵۰۰۰	۵٫۲۱۶

ویژه حاصله را با روشی که ذکر کردیم حساب کرده در جدولهای ۲۱ و ۲۲ درج کرده ایم بطوریکه مشاهده میشود تا ۳۰۰۰ درجه از دیاد گرمای ویژه کم و غیر قابل ملاحظه است ولی پس از آن سرعت اضافه شده و در ۵۰۰۰ درجه به ۲۲٫۰ کالری میرسد .

۶- گرمای ویژه متوسط - گرمای ویژه یکله بطریق فوق حساب شده موسوم است به گرمای ویژه حقیقی در دمای  $T$  . عموماً در محاسبات لازم میشود گرمای ویژه متوسط هابین دمای عادی  $T_0$  و دماهای مختلف  $T$  در دست

باشد از اینرو لازمست مقادیر متوسط گرمای ویژه حقیقی را در فاصله منظور حساب کرد .

اگر گرمای حقیقی را  $C$  و گرمای ویژه متوسط ما بین  $T_0$  و  $T$  را به  $\bar{C}$  نمایش دهیم داریم

$$\bar{C} = \frac{1}{T - T_0} \int_T^{T_0} C.dT \quad ۱۶۵$$

در جدول ۲۳ گرمای ویژه متوسط گاز های متد اولی ما بین  $T_0$  و  $T$  درجه درج شده است .

۶۹ — تاثیر فشار در تغییرات گرمای ویژه — تاکنون فرض میکردیم فشار کم است و میتوان گاز را به گاز کامل تشبیه کرد اگر چنانچه فشار زیاد باشد باید تاثیر فشار را در نظر گرفت و مقادیر حاصل را اصلاح کرد و مخصوصا در موقعیکه احتراق در محفظه مسدود انجام میگیرد و نظر بوجود انفجار فشار زیادی تولید میشود لازمست تاثیر فشار در گرمای ویژه ملحوظ گردد . برای این محاسبه ما از رابطه کلاسیک

$$\frac{\partial C}{\partial p} = - \frac{T}{J} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)$$

و معادله کنشتی بریج من ( فود هول ۹۱ ) استفاده کرده و گرمای ویژه گاز های متد اولی که برای محاسبات کالری مستری لازمست حساب کرده ایم در اینجا از ذکر جزئیات محاسبه صرف نظر کرده و نتایج را در جدولهای ۲۴ تا ۲۷ درج میکنیم

جدول ۲۳

گرمای ویژه مولکولی متوسط با فشار پایا میان ۳۰۰ و T درجه مطلق

T°K	H <sup>۲</sup>	OH	CO	N <sup>۲</sup>	O <sup>۲</sup>	CO <sup>۲</sup>
۳۰۰	۶٫۱۹۷	۷٫۱۳۹	۶٫۹۶۰	۶٫۹۶۴	۷٫۰۱۸	۸٫۹۰۸
۴۰۰	۹٫۳۵	۱۰٫۵	۶٫۹۷۵	۶٫۹۸۸	۱۰٫۷	۹٫۳۹۶
۵۰۰	۹٫۵۹	۱۰٫۸	۷٫۰۰۳	۷٫۰۲۸	۱۱٫۱	۹٫۸۸۳
۶۰۰	۹٫۷۲	۱۰٫۷۲	۷٫۰۴۷	۷٫۰۸۶	۱۱٫۳۲۶	۱۰٫۱۹۸
۷۰۰	۹٫۸۵	۱۰٫۷۰	۷٫۱۰۵	۷٫۱۵۶	۱۱٫۴۴۰	۱۰٫۵۳۱
۸۰۰	۹٫۹۹	۱۰٫۷۹	۷٫۱۳۰	۷٫۲۳۳	۱۱٫۵۴۸	۱۰٫۸۲۱
۹۰۰	۱۰٫۱۷	۱۰٫۹۹	۷٫۲۴۲	۷٫۳۱۳	۱۱٫۶۴۷	۱۱٫۰۹۴
۱۰۰۰	۱۰٫۴۱	۱۱٫۲۵	۷٫۳۱۳	۷٫۳۹۱	۱۱٫۷۳۷	۱۱٫۳۳۴
۱۰۵۰	۱۰٫۵۶	۱۱٫۴۳	۷٫۳۴۸	۷٫۴۱۶	۱۱٫۷۷۳	۱۱٫۴۳۴
۱۱۰۰	۱۰٫۷۱	۱۱٫۶۱	۷٫۳۸۲	۷٫۴۴۱	۱۱٫۸۰۹	۱۱٫۵۴۸
۱۱۵۰	۱۰٫۸۶	۱۱٫۷۹	۷٫۴۱۶	۷٫۴۶۶	۱۱٫۸۴۵	۱۱٫۶۴۵
۱۲۰۰	۱۰٫۱	۱۱٫۹۸	۷٫۴۵۰	۷٫۴۹۱	۱۱٫۸۸۰	۱۱٫۷۴۳
۱۲۵۰	۱۱٫۱۹	۱۲٫۱۷	۷٫۴۸۴	۷٫۵۱۷	۱۱٫۹۱۵	۱۱٫۸۳
۱۳۰۰	۱۱٫۳۸	۱۲٫۳۶	۷٫۵۱۸	۷٫۵۴۳	۱۱٫۹۴۷	۱۱٫۹۱
۱۳۵۰	۱۱٫۵۷	۱۲٫۵۶	۷٫۵۴۹	۷٫۵۷۶	۱۱٫۹۷۹	۱۱٫۹۶
۱۴۰۰	۱۱٫۷۷	۱۲٫۷۴	۷٫۵۸۰	۷٫۶۱۰	۱۲٫۰۱۱	۱۲٫۰۹
۱۴۵۰	۱۱٫۹۷	۱۲٫۹۸	۷٫۶۱۰	۷٫۶۴۴	۱۲٫۰۴۲	۱۲٫۱۶
۱۵۰۰	۱۲٫۱۷	۱۳٫۱۹	۷٫۶۴۰	۷٫۶۷۷	۱۲٫۰۷۳	۱۲٫۲۳
۱۵۵۰	۱۲٫۳۸	۱۳٫۴۲	۷٫۶۶۷	۷٫۷۰۶	۱۲٫۰۹۷	۱۲٫۲۹
۱۶۰۰	۱۲٫۵۹	۱۳٫۶۶	۷٫۶۹۴	۷٫۷۳۴	۱۲٫۱۲۱	۱۲٫۳۶
۱۶۵۰	۱۲٫۷۸	۱۳٫۹۰	۷٫۷۲۱	۷٫۷۶۲	۱۲٫۱۴۴	۱۲٫۳۹

بقیہ جدول ۲۳

T°K	H <sup>+</sup>	OH	CO	N <sup>+</sup>	O <sup>+</sup>	CO <sup>+</sup>
۱۷۰۰	۷٫۳۰۲	۷٫۴۱۳	۷٫۷۴۷	۷٫۷۹۰	۸٫۱۶۶	۱۲٫۴۹
۱۷۵۰	۷٫۳۱۴	۷٫۴۳۶	۷٫۷۷۳	۷٫۸۱۸	۸٫۱۹۰	۱۲٫۵۶
۱۸۰۰	۷٫۳۲۶	۷٫۴۵۹	۷٫۷۹۶	۷٫۸۴۲	۸٫۲۰۹	۱۲٫۶۴
۱۸۵۰	۷٫۳۶۸	۷٫۴۸۲	۷٫۸۱۹	۷٫۸۶۶	۸٫۲۲۸	۱۲٫۶۸
۱۹۰۰	۷٫۳۹۰	۷٫۵۰۵	۷٫۸۴۲	۷٫۸۸۹	۸٫۲۴۷	۱۲٫۷۳
۱۹۵۰	۷٫۴۱۲	۷٫۵۲۸	۷٫۸۶۵	۷٫۹۱۳	۸٫۲۶۶	۱۲٫۸۰
۲۰۰۰	۷٫۴۳۴	۷٫۵۵۱	۷٫۸۸۷	۷٫۹۳۶	۸٫۲۸۵	۱۲٫۸۸
۲۱۰۰	۷٫۴۷۶	۷٫۵۹۴	۷٫۹۲۳	۷٫۹۷۱	۸٫۳۱۵	۱۲٫۹۷
۲۲۰۰	۷٫۵۱۸	۷٫۶۲۷	۷٫۹۵۶	۸٫۰۰۸	۸٫۳۴۵	۱۳٫۰۶
۲۳۰۰	۷٫۵۶۰	۷٫۶۸۰	۷٫۹۹۶	۸٫۰۴۵	۸٫۳۷۵	۱۳٫۱۳
۲۴۰۰	۷٫۶۰۲	۷٫۷۲۳	۸٫۰۳۲	۸٫۰۸۷	۸٫۴۰۵	۱۳٫۱۸
۲۵۰۰	۷٫۶۴۴	۷٫۷۶۶	۸٫۰۶۷	۸٫۱۱۸	۸٫۴۳۴	۱۳٫۲۸
۲۶۰۰	۷٫۶۸۲	۷٫۸۰۳	۸٫۰۹۵	۸٫۱۴۶	۸٫۴۵۷	۱۳٫۳۴
۲۷۰۰	۷٫۷۲۰	۷٫۸۴۰	۸٫۱۲۳	۸٫۱۷۳	۸٫۴۸۰	۱۳٫۴۰
۲۸۰۰	۷٫۷۵۸	۷٫۸۷۷	۸٫۱۵۱	۸٫۲۰۰	۸٫۵۰۳	۱۳٫۴۶
۲۹۰۰	۷٫۷۹۵	۷٫۹۱۳	۸٫۱۷۸	۸٫۲۲۷	۸٫۵۲۶	۱۳٫۵۱
۳۰۰۰	۷٫۸۳۲	۷٫۹۴۹	۸٫۲۰۵	۸٫۲۵۴	۸٫۵۴۸	۱۳٫۵۶
۳۱۰۰	۷٫۸۶۶	۷٫۹۷۸	۸٫۲۲۷	۸٫۲۷۶	۸٫۵۶۹	۱۳٫۶۱
۳۲۰۰	۷٫۸۹۹	۸٫۰۰۷	۸٫۲۴۹	۸٫۲۹۷	۸٫۵۸۶	۱۳٫۶۶
۳۳۰۰	۷٫۹۳۲	۸٫۰۳۶	۸٫۲۷۲	۸٫۳۱۸	۸٫۶۰۴	۱۳٫۷۰
۳۴۰۰	۷٫۹۶۵	۸٫۰۶۵	۸٫۲۹۳	۸٫۳۳۹	۸٫۶۲۰	۱۳٫۷۵



تقریبی جدول ۲۳

T°K	H <sup>+</sup>	OH	CO	N <sup>+</sup>	O <sup>+</sup>	CO <sup>+</sup>
۳۵۰۰	۷٫۹۹۸	۸٫۰۹۴	۸٫۳۱۳	۸٫۶۳۰	۸٫۶۴۰	"
۳۶۰۰	۸٫۰۲۸	۸٫۱۲۳	۸٫۳۳۱	۸٫۳۷۷	۸٫۶۵۸	"
۳۷۰۰	۸٫۰۵۷	۸٫۲۵۲	۸٫۲۴۹	۸٫۳۹۴	۸٫۶۷۶	"
۳۸۰۰	۸٫۰۸۶	۸٫۱۸۱	۸٫۲۶۱	۸٫۴۱۱	۸٫۶۹۴	"
۳۹۰۰	۸٫۱۱۵	۸٫۲۱۰	۸٫۲۸۵	۸٫۴۲۸	۸٫۷۱۲	"
۴۰۰۰	۸٫۱۴۴	۸٫۲۳۹	۸٫۴۰۱	۸٫۴۴۵	۸٫۷۳۰	"
۴۱۰۰	۸٫۱۷۰	۸٫۲۶۶	۸٫۴۱۶	۸٫۴۶۰	۸٫۷۴۶	"
۴۲۰۰	۸٫۱۹۶	۸٫۲۹۱	۸٫۴۳۱	۸٫۴۷۴	۸٫۷۶۱	"
۴۳۰۰	۸٫۲۲۲	۸٫۳۱۴	۸٫۴۴۵	۸٫۴۸۸	۸٫۷۷۶	"
۴۴۰۰	۸٫۲۴۷	۸٫۳۳۷	۸٫۴۵۹	۸٫۵۰۲	۸٫۷۹۱	"
۴۵۰۰	۸٫۲۷۲	۸٫۳۶۰	۸٫۴۷۴	۸٫۵۱۵	۸٫۸۰۶	"
۴۶۰۰	۸٫۲۹۲	۸٫۳۸۳	۸٫۴۸۷	۸٫۵۲۷	۸٫۸۲۱	"
۴۷۰۰	۸٫۳۱۸	۸٫۴۱۱	۸٫۵۰۰	۸٫۵۳۱	۸٫۸۳۶	"
۴۸۰۰	۸٫۳۴۱	۸٫۴۳۲	۸٫۵۱۲	۸٫۵۵۱	۸٫۸۵۱	"
۴۹۰۰	۸٫۳۶۴	۸٫۴۵۳	۸٫۵۲۴	۸٫۵۶۳	۸٫۸۶۶	"
۵۰۰۰	۸٫۳۸۶	۸٫۴۷۳	۸٫۵۳۶	۸٫۵۷۵	۸٫۸۸۱	"

## گرمای ویژه مایعات و جامدات

گرمای ویژه مایعات - از نظر تئوری میتوان تمام مطالبی که محاسبه گرمای ویژه گازها ذکر شد درباره مایعات نیز بکاربرد منتهی در باره مایعات نظر بوجود نیروهای التصاق نمیتوان قواعد کاملاً کلی که شامل تمام یا یک دسته از مایعات باشد بیان کرد بلکه باید برای هر مایع بخصوص در صورت داشتن مقدار انرژی گرمای ویژه را هم انظار داشت که برای گازها گفته شد حساب کرد شاک نیست محاسبات مشکلاتر و پیچیده تر است. از نظر عملی معمولاً گرمای ویژه مایعات را با طبقه های گرماسنجی تعیین میکنند و عموماً گرمای ویژه با فشار پایا را در فشار جوی تعیین کرده و با را بهاء موجود میان  $c$  و  $C$  گرمای ویژه با گنج پایا را حساب میکنند. گرمای ویژه مایع نیز مانند گاز با تغییر دما تغییر میکند. گرمای ویژه مایعات آلی در حدود  $50^\circ$  (اتر  $48^\circ$  بنزین  $41^\circ$ ) گرمای ویژه جیوه مانند فلزات خیلی کم و در حدود  $33^\circ$  است. برای اطلاع بیشتری را جمع به گرمای ویژه مایعات کافیست به جدولهای مربوط در کتب اعداد فیزیکی مراجعه نمود

۷۱ - جامدات - در دمای عادی و در اولین تقریب میتوان گرمای ویژه

اغلب اجسام جامد را با فرض کرد یعنی مقدار گرمای لازم برای اینکه دمای جسم

جامدی را از  $T_0$  به  $T$  برسانند  $Q = c (T - T_0)$  میباشد که در آن  $c$

بهره‌دهی است ثابت و با تغییر  $\alpha$  تغییر نمی‌کند

برای یک ماده اجسام مثل کربن - برنج - مس و غیره در دمای عادی و برای  
عموم اجسام در دمای خیلی کم این رابطه صادق نیست. در دمای خیلی کم  
بسرعت تنزل کرده و به سمت صفر میل می‌کند. مثلاً مس که تغییرات گرمای ویژه‌اش  
ما بین ۳۰۰ و ۶۰۰ درجه ۸ در صد است (از ۰.۹۱ به ۰.۹۸ میرسد) در  $6^\circ K$   
مساوی ۰.۲۹ و در  $20^\circ K$  به  $0.03^\circ$  میرسد

ممکنست فرض کرد در صفر درجه مطلق گرمای ویژه کلیه اجسام صفر است منحنی  
نمایش تغییرات گرمای ویژه نسبت به دما از صفر شروع به ترقی کرده (شکل ۲۸)  
و بازای مقدار مناسبی از دما که برای اکثر اجسام دمای عادی است به سمت یک خط  
مجانب افقی میل می‌کند از این بعد گرمای ویژه پایا مانده و تابع قانون پتی و

دولونگ Petit et Dulong می‌باشد

بنا بر این قانون حاصل ضرب گرمای ویژه یک جسم جامد در نوده اتمی آن

مقداریست تقریباً ثابت و نزدیک به ۶٫۴

این قانون برای اکثر فلزات صحیح است. اجسامی که مانند کربن در دمای  
عادی تابع قانون فوق نیستند در دمای زیاد تر که به سمت افقی منحنی مذکور می‌رسند  
از قانون فوق تبعیت می‌کنند مثلاً برای الماس در  $6^\circ$  درجه حاصل ضرب  $0.6$   
مساوی ۵٫۶ می‌باشد

در باره گرمای ویژه جامدات نیز میتوان نظریات مذکور برای گرمای ویژه

گرمای ویژه حقیقی مولکولی، با فشار پایا در فشارهای مختلف

جدول ۲۴ اکسیژن

P (واحدجو)	۱	۲۵	۵۰	۱۰۰	۲۰۰
T°K					
۳۰۰	۷٫۰۲	۷٫۲۶۱	۷٫۶۴۳	۸٫۰۵۳	۸٫۸۸۲
۴۰۰	۷٫۱۹۷	۷٫۴۳۷	۷٫۷۶۶	۸٫۱۲۳	۸٫۸۲۲
۵۰۰	۷٫۴۳۴	۷٫۶۷۴	۷٫۹۵۲	۸٫۲۱۶	۸٫۷۶
۶۰۰	۷٫۶۷۵	۷٫۸۷۴	۸٫۰۹۲	۸٫۲۹۶	۸٫۷۰
۷۰۰	۷٫۸۹۰	۸٫۰۵۰	۸٫۲۱۵	۸٫۳۶۶	۸٫۶۳
۸۰۰	۸٫۰۹۶	۸٫۱۴۹	۸٫۲۸۵	۸٫۳۹۵	۸٫۰۵۶
۹۰۰	۸٫۲۱۶	۸٫۲۵۹	۸٫۳۴۰	۸٫۴۰۵	۸٫۵۰
۱۰۰۰	۸٫۳۳۹	۸٫۳۳۹	۸٫۳۸۹	۸٫۴۱۲	۸٫۴۴۲
۲۰۰۰	۸٫۸۸	۸٫۸۸	۸٫۸۸۰	۸٫۸۹۳	۸٫۰۹۴

گرمای ویژه حقیقی مولکولی با فشار پایا در فشار های مختلف

جدول ۲۵ از ت

$p$ (واحد جو)	۱	۲۵	۵۰	۱۰۰	۲۰۰
$T^{\circ}K$					
۳۰۰	۶٫۹۶۰	۷٫۳۲۳	۷٫۴۵۵	۷٫۸۷	۸٫۴۳۵
۴۰۰	۶٫۹۹۱	۷٫۳۴	۷٫۷۴	۷٫۸۸	۸٫۳۴۰
۵۰۰	۷٫۰۷۱	۷٫۳۹	۷٫۵۱	۷٫۸۹	۸٫۲۵۵
۶۰۰	۷٫۲۰	۷٫۴۷	۷٫۵۷	۷٫۸۹	۸٫۱۷۰
۷۰۰	۷٫۳۵۵	۷٫۵۷	۷٫۶۵	۷٫۸۹	۸٫۰۸
۸۰۰	۷٫۵۱۶	۷٫۶۸	۷٫۷۳	۷٫۸۹	۸٫۰۲
۹۰۰	۷٫۶۷۶	۷٫۷۶	۷٫۷۸	۷٫۸۹	۷٫۹۴
۱۰۰۰	۷٫۸۲۱	۷٫۷۲	۷٫۸۳۳	۷٫۸۹۳	۷٫۹۱۴
۲۰۰۰	۸٫۶۰۴	۸٫۶۰	۸٫۶۲۰	۸٫۳۶	۸٫۶۶۳

گرمای ویژه حقیقی هولکولی با فشار پایا در فشار های مختلف

جدول ۲۶ هیدروژن

$p$ (واحد جو)	۱	۲۵	۵۰	۱۰۰	۲۰۰
$T^{\circ}K$					
۳۰۰	۶۸۹۶	۶۹۱	۶۹۲۵	۶۹۵	۷۳۱
۴۰۰	۶۹۷۴	۶۹۹	۷۰۰	۷۰۴	۷۳۰
۵۰۰	۶۹۹۲	۷۰۱	۷۰۲	۷۰۶	۷۲۹
۶۰۰	۷۰۰۸	۷۰۲	۷۰۳	۷۰۸	۷۲۶
۷۰۰	۷۰۳۵	۷۰۵	۷۰۶	۷۱۰	۷۲۵
۸۰۰	۷۰۶۹	۷۰۸	۷۱۰	۷۱۲	۷۲۵
۹۰۰	۷۱۴۱	۷۱۶	۷۱۸	۷۱۸	۷۲۵
۱۰۰۰	۷۲۲۰	۷۲۲۳	۷۲۴۸	۷۲۴۸	۷۲۴۸

گرمای ویژه حقیقی مولکولی با فشار پایا در فشار های مختلف

جدول ۲۷ گاز کربنیک

۱۰۰	۵۰	۲۵	۱	۱۱ (واحدجو)
۱۸٫۱۳	۱۵٫۷۸	۱۱٫۰۳	۸٫۹۰۸	۳۰۰
۱۷٫۴	۱۵٫۳۸	۱۱٫۷	۹٫۸۸۵	۴۰۰
۱۶٫۷	۱۴٫۹۳	۱۲٫۲	۱۰٫۶۷۶	۵۰۰
۱۶٫۰	۱۴٫۴۸	۱۲٫۵۴	۱۱٫۳۲۴	۶۰۰
۱۵٫۳	۱۴٫۰۳	۱۲٫۷۸	۱۱٫۸۶۲	۷۰۰
۱۴٫۶	۱۳٫۶	۱۲٫۸۸	۱۲٫۳۱۲	۸۰۰
۱۳٫۹	۱۳٫۴	۱۲٫۹	۱۲٫۶۸۹	۹۰۰
۱۳٫۳۶	۱۳٫۶۱	۱۳٫۰۵	۱۳٫۰۰۵	۱۰۰۰
۱۴٫۵۶	۱۴٫۵۳	۱۴٫۵	۱۴٫۵	۲۰۰۰

جدول ۲۸

گرمای ویژه متوسط با فشار پایای آب مابین ۳۰۰ و T درجه که به وسیله  
قانون انشتین حساب شده

T°K	C <sub>p</sub>	T°K	C <sub>p</sub>	T°K	C <sub>p</sub>
۳۰۰	۸٫۰۰۲	۱۷۰۰	۹٫۷۷۲	۳۱۰۰	۱۱٫۰۷۸
۴۰۰	۰٫۷۸	۱۸۰۰	۹٫۸۹۶	۳۲۰۰	۱۱٫۲۹
۵۰۰	۱٫۷۲	۱۹۰۰	۱۰٫۰۰۹	۳۳۰۰	۱۲٫۰۴
۶۰۰	۲٫۸۴	۲۰۰۰	۱۰٫۱۲۰	۳۴۰۰	۱۲٫۶۵
۷۰۰	۴٫۰۶	۲۱۰۰	۱۰٫۲۱۷	۳۵۰۰	۱۳٫۲۳
۸۰۰	۵٫۳۶	۲۲۰۰	۱۰٫۳۳۶	۳۶۰۰	۱۳٫۸۰
۹۰۰	۶٫۷۱	۲۳۰۰	۱۰٫۴۳۰	۳۷۰۰	۱۴٫۳۰
۱۰۰۰	۸٫۱۰	۲۴۰۰	۱۰٫۵۲۴	۳۸۰۰	۱۴٫۸۷
۱۱۰۰	۹٫۵۲	۲۵۰۰	۱۰٫۶۱۴	۳۹۰۰	۱۵٫۳۷
۱۲۰۰	۱۰٫۹۵	۲۶۰۰	۱۰٫۷۰۲	۴۰۰۰	۱۵٫۸۳
۱۳۰۰	۱۲٫۳۵	۲۷۰۰	۱۰٫۷۸۴	۴۱۰۰	۱۶٫۲۷
۱۴۰۰	۱۳٫۷۸	۲۸۰۰	۱۰٫۸۶۱	۴۲۰۰	۱۶٫۷۳
۱۵۰۰	۱۵٫۱۶	۲۹۰۰	۱۰٫۹۳۴	۴۳۰۰	۱۷٫۱۵
۱۶۰۰	۱۶٫۶۵	۳۰۰۰	۱۰٫۹۹۹	۴۴۰۰	۱۷٫۵۵



گاز ها را بیان کرد با این تفاوت که در جامدات چون مولکولهای يك جسم وضع مشخص و ثابتی دارند حرکت انتقالی برای آنها میسر نیست و در نتیجه گرمای ویژه انتقالی ندارند. از طرف دیگر سازمان بلوری اجسام جامد نیز مانع از حرکت چرخشی است ولی نوش آنها ممکن است و چون هر حرکت نشوئی بلوری که گفتم معادل با دو درجه آزادیست پس ۶ درجه آزادی موجود است و بنا بقضیه یکی باری انرژی گرمای ویژه با گنج پایاهساوی  $R_p$  ۶ یا با واحد کالری  $۵۹۸ = ۳ \times ۱۹۸$  از طرف دیگر نسبت گرمای ویژه با فشار پایا و گنج پایا برای جسم جامد در حدود ۱۱ میباشد. باین طریق گرمای ویژه با فشار پایا در حدود ۶۴ که به وسیله قانون تجربی پتی و دولانگ داده شده بدست میآید

در محاسبه دقیق تر باید فورمول ۱۳۹ را که برای گرمای ویژه انرژی بدست آوردیم بکار برد این فورمول برای مولکولی که میتواند در امتداد سه محور ارتعاش کند عبارتست از :

$$139 \quad C_v = \frac{rR e^{\frac{-r}{kT}} (h^2 r^2)}{(e^{\frac{h^2 r^2}{kT}} - 1)^2} = f\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \Phi\left(\frac{T}{\Theta}\right)$$

در حرارت های زیاد فورمول بدست حد  $C_v = rR = ۳ \times ۱۹۸$

میل میکند

منحنی نمایش تغییرات  $C_v = \Phi\left(\frac{T}{\Theta}\right)$  از صفر مماس بر محور T

شروع شده و برای مقدار  $C_p = 0.95$  دارای خط مجانب میباهد

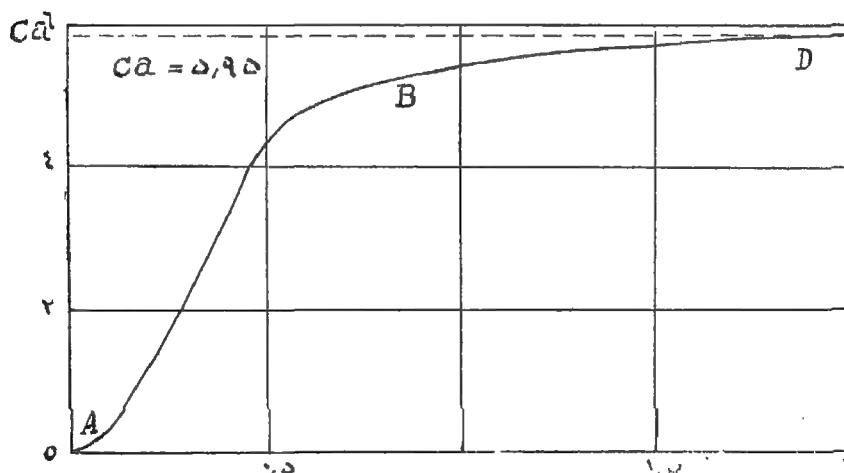
برای اغلب اجسام جامد مانند فلزات  $\theta$  خیلی كوچك است بنا براین برای

مقادیر عادی  $T$  نسبت  $\frac{T}{\theta}$  بزرگ است از اینرو این اجسام در حرارت های معمولی حد

اعلای گرمای ویژه را حائزند (قسمت BD) ولی برای اجسامی که در آنها  $\gamma$  بزرگ است

در حرارت های عادی حداکثر گرمای ویژه حاصل نمیشود و در این حرارتها جسم در منطقه

AB از منحنی قرار دارد بنابراین گرمای ویژه آنها با افزایش دما اضافه میشود



شکل ۲۸

در واقع همانطور که در باره گازها گفته شد در اینجا نیز قضیه یکی پاری

انرژی فقط در اولین تقریب صادق است از جمله فورمول انشتین با فرض متوافق

بودن نوشها تنظیم شده در صورتیکه حقیقتاً هر اتم دارای ارتعاشاتی با بس آمدهای مختلف میباشد و در يك محاسبه دقیق باید کلیه بس آمدها ملحوظ گردد

دوبی Debye برای یافتن فورمولیکه در حرارتهای خیلی پست نیز نتایجی متوافق با نتایج تجربی بدست دهد فرض میکند که ارتعاشات شامل يك ارتعاش بنیادی و عدده زیادی هم آهنگ است که بر ارتعاش اصلی منطبقند و برای امکان محاسبه آن عده از ارتعاشات را که بس آمد آنها همین صفر و يك بس آمد مرزی  $\Theta_m$  است منظور میدارد و فورمول ذیل را برای محاسبه گرمای ویژه بدست میدهد

$$۱۶۱ \quad C_v = 3R \cdot \left\{ \frac{12}{\Theta_m^3} \int_0^{\Theta_m} \frac{\Theta^3}{e^{\Theta}-1} d\Theta - \frac{3}{e^{\Theta_m}-1} \right\}$$

$\Theta = \frac{h\nu}{kT}$  مقدار داخل کروشه را تابع دوبی  $D(\Theta)$  گویند.

در حرارتهای زیاد  $\Theta$  و  $\Theta_m$  هر دو كوچك اند و انتگرال بسمت واحد میل میکند و مقدار  $C_v = 3R$  بدست میآید

برای مقادیر خیلی كوچك  $T$  مقادیر  $\Theta$  و  $\Theta_m$  بزرگ است و كسر  $\frac{3}{e^{\Theta_m}-1}$

كوچك است و جز برای مقادیر خیلی كوچك  $T$  مقدار  $\Theta$  بزرگ است بنا براین بیشتر انرژی مربوط به مقادیر كوچك  $T$  است و اصولاً میتوان حد اعلاي انتگرال را بینهایت دانست نتیجه انتگرال رابطه

$$۱۶۲ \quad C_v = 3R \cdot \frac{12\pi^4}{15} \left( \frac{T}{\Theta_0} \right)^3$$

بدست میدهد چون  $\Theta_0$  مقدار یست ثابت این رابطه را میتوان بشکل  $C_v = aT^3$

نوشت بدین طریق در حرارت‌های خیلی کم هنگام نزول دما گرمای ویژه به نسبت  $T^3$  کم می‌شود. فورمول دویی گرچه برای بسیاری از اجسام در حرارت‌های پست صادق است معذالك چون محدود دانستن بس آمد ها بیک بس آمد مرزی  $T_{00}$  مبتنی بر اساس نظری نیست و به علاوه سازمان داخلی بلوری اجسام نیز ملحوظ نشده نمیتوان این فورمول را يك قانون نظری و عمومی دانست

## فصل دوازدهم

### گازهای فوق العاده رقیق

۷۲ - در فصول گذشته ضمن بیان خصایص عمومی گازها در بسیاری مواقع ملاحظه کردیم که پاره ای از قوانین که در فشارهای عادی در باره گازها صادق است در فشارهای خیلی کم صادق نیست مثلاً در جمله ۲۳ دیدیم که فزاینده غلظت که در فشارهای متوسط از تغییر فشار مستقل است در فشارهای کم به میزان فشار بستگی دارد و نیز متذکر شدیم که چون پویسی آزاد با شکس فشار متناسب است پس در فشارهای خیلی کم میزان پویسی آزاد زیاد میشود تا جایی که ممکن است در حدود یا بیشتر از ابعاد ظرف باشد در چنین حالتی تاثیر ضربه مولکولها به یکدیگر خیلی کم و ناچیز است و تمام تاثیر ضربه ها به جدار ظرف موثر است و از این رو میتوان پیش بینی نمود که بسیاری از پدیده هائیکه در تئوری سینتیک بر اساس ضربه های مولکولی مورد مطالعه قرار میگیرند هنگامیکه فشار فوق العاده کم و گاز خیلی رقیق باشد پدیده بنوعی خاص جلوه گر میشود

بحث و تدقیق در باره خصائص گاز های رقیق منجر به خصـول نتایج قابل توجهی شده است از این جمله است مطالعه در باره جریان گاز از لوله های موئی شکل— مطالعه در باب انتقال گرمادر گاز های رقیق که بکشف پدیده های رادیومتری و پدیده های مشابه منجر شده — مطالعه تاثیر ضربه های مولکولی بجدار و چگونگی توزیع مولکولها پس از ضربه و همچنین موضوع التصاق مولکولهای گاز بجدار و تشکیل لایه های سطحی و یا جذب آنها ( adsorption, absorption ) از ۰۰۰۰۰۰ از جمله پدیده هایی هستند که ممکن است از لحاظ خصائص گاز های فوق العاده رقیق مورد مطالعه قرار گیرند

۷۳- جریان گاز در لوله ها — وقتی که گازی از لوله ای عبور میکند لایه گاز که با دیواره تماس دارد مانند آنست که بدیواره چسبیده و تقریباً ثابت انگاه داشته میشود و هر چه بطرف مرکز لوله جلو رویم میزان جریان افزایش مییابد فرض کنیم مقطع لوله دایره ایست بشعاع  $R$  و طول لوله  $L$  باشد. گازی را در نظر گیریم که در یک فاصله  $r$  از محور لوله با سرعت  $v$  جریان دارد. بر واحد سطح از استوانه گاز بشعاع  $r$  که با لوله دارای محور مشترک است نیروی اصطکاکی برابر  $\gamma \frac{dv}{dr}$  وارد میشود. چون سطح این استوانه مساوی  $2\pi r L$  است تمام نیروی مذکور برابر است با

$$- 2\pi r L \gamma \frac{dv}{dr}$$

چنانچه جریان یکنواخت باشد بطوریکه حرکت بدون شتاب صورت گیرد تاثیر نیروی اصطکاک باید مساوی اختلاف فشاری باشد که بر دو انتهای لوله

وارد میشود.

چنانچه  $p_1$  و  $p_2$  فشارهای وارد بر واحد سطح در دو انتهای لوله باشد باید داشته باشیم

$$163 \quad -2\pi r L \gamma \frac{dv}{dr} = \pi r^2 (p_1 - p_2)$$

$$dv = - \frac{(p_1 - p_2)}{4L\gamma} r \cdot dr$$

$$164 \quad v = A - \frac{(p_1 - p_2)}{4L\gamma} r^2$$

در این رابطه  $v$  معرف سرعت جریان و  $A$  پایای انتگرال است

چنانچه میان گاز و دیواره لوله لغزش روی ندهد برای  $r=R$  باید داشته باشیم  $v=0$  از این رو نتیجه میشود

$$A = \frac{(p_1 - p_2)}{4L\gamma} R^2$$

$$165 \quad v = \frac{(p_1 - p_2)}{4L\gamma} (R^2 - r^2)$$

کلیه حجم گاز که در واحد زمان از لوله عبور میکند برابر است با انتگرال

$$\int v \cdot 2\pi r dr$$

$$166 \quad V = \int_0^R 2\pi v r \cdot dr = \frac{\pi(p_1 - p_2)}{4L\gamma} \times \int_0^R (R^2 - r^2) r \cdot dr = \frac{(p_1 - p_2) R^4}{8L\gamma}$$

رابطه اخیر فورمول معروف پوازوی Poiseuille است

با سنجش مقادیر  $V, p_1, p_2, L, R$  که به سهولت میسر است می‌توان مقدار

$\gamma$  را حساب کرد

تجربه نشان می‌دهد چنانچه لوله خیلی باریک باشد میزان جریان بیش از آنست که بوسیله فورمول فوق پیش بینی می‌شود و مانند آنست که گاز در نقاط تماس با دیواره هیلغزد کوندت و واربورک (۲۸ م) Warburg, Kundt وجود این لغزش را ثابت کرده اند فرض کنیم  $v_0$  سرعت لایه گاز باشد که با دیواره تماس دارد. این لغزش نیروی اصطکاکی روی گاز وارد می‌کند که با  $v_0$  و همچنین با سطح دیواره که لغزش روی آن روی می‌دهد متناسب است بنا بر این تمام نیروی اصطکاکی وارد بر گاز را می‌توان بشکل ذیل نوشت که در آن  $e$  عددی است ثابت

$$167 \quad v_0 = \frac{p_1 - p_2}{4Le} R \quad 2\pi R L v_0 = \pi R^2 (p_1 - p_2)$$

پایای  $A$  رابطه ۱۶۴ را باید طوری تعیین کنیم که برای  $v = v_0$   $r = R$

باشد باین طریق برای سرعت  $v$  و حجم  $V$  مقادیر ذیل بدست می‌آید

$$168 \quad v = \frac{p_1 - p_2}{4L\gamma} \left( R^2 - r^2 + \frac{rR\gamma}{e} \right)$$

$$169 \quad V = \frac{(p_1 - p_2)}{4L\gamma} R^2 \left( 1 + \frac{4\gamma}{eR} \right)$$

مقایسه رابطه اخیر با فورمول پوازویل Poiseuille نشان می‌دهد که

در نتیجه لغزش مقدار جریان بیش از آنست که فورمول پوازویل پیش بینی می‌کند



تا موقعی که  $R$  نسبت به  $\gamma_0$  بزرگ باشد ضریب مذکور چندان تاثیری ندارد و جریان تابع قانون پوازویل و با  $R^2$  متناسب است ولی موقعی که  $R$  نسبت به  $\gamma_0$  کوچک باشد این ضریب اهمیت یافته و بطوریکه در جمله بعد خواهیم دید جریان با  $R^3$  متناسب میشود

ضریب  $\frac{\gamma}{\mu} = \Psi$  را ضریب لغزش گویند. این ضریب در واقع خارج قسمت ضریب اصطکاک داخلی گاز (ضریب غلظت) به ضریب اصطکاک گاز روی دیواره است بنا بر این مقدار آن به چگونی برخورد مولکولها و طبیعت دیواره  $\mu$  بستگی دارد.

چنانچه فرض کنیم دیواره کاملاً عمیقاً است انعکاس متقارن روی میدهد یعنی مولکول که به جدار برخورد میکند در موقع بازگشت در امتداد قرینه امتداد اولیه سیر میکند در چنین حالتی مولفه سرعت موازی با دیواره محفوظ مانده و امتداد مولفه سرعت عمود بر دیواره تغییر سو می دهد برای چنین انعکاسی فقط نیروی فشار عمود بر دیواره موثر است بالنتیجه سرعت روی سطح همان سرعت جریان در امتداد دیواره خواهد بود یا بمبارت دیگر نیروی اصطکاک وجود ندارد ( $n=0$ ) گاز بدون اینکه تاثیری روی دیواره داشته باشد در لوله جریان میکند و سرعت آن در تمام نقاط یکسان است. ولی میدانیم که عملاً اینطور نیست و نیروهای اصطکاکی وجود دارند بنا بر این باید مکانیزم دیگری برای انعکاس

در نظر گرفت \* بحث موضوع طولانی و خارج از حدود این کتاب است همینقدر متذکر میشویم که بنا فرض ماکسویل از يك عده مولكول كه بسطح دیواره بر خورد میکند ۱-۲ آنها با انعكاس متقارن برگشته و بقیه با زوایای غیر مشخص كه بستگی بامتداد اولیه ندارد بر میگردد این امتداد ها كاملاً غیر مشخص و همه مساوی الاحتمالند

ماكسویل مقدار عددی ۱ را در حدود  $\frac{1}{4}$  بدست آورده ولی از تجربیات دقیقى كه بعداً بعمل آمده برای ۱ مقادیری مساوی یا خیلی نزدیک بواحد نتیجه شده است \*

بلانكنشتین (۷بم) Blankenstein ضریب اغزش میان يك عده از گاز ها و سطح برنجی را كه روی آن اكسید نقره اندوده شده بوده است مستقیماً اندازه گرفته و برای ۱ مقادیر ۱۰۰ ۱۰۰ ۱۰۰ ۰۹۹ ۰۹۸ بترتیب برای هلیوم هیدروژن اكسیژن هوا بدست آورده است \*

میلیکان (۳۵بم) Milikan مقادیر ذیل را برای ۱ پیدا کرده است

۱	هوا یا اندرید كربنيك روی برنج یا جیوه
۰.۸۹۵	هوا روی روغن
۰.۹۲	اندرید كربنيك روی روغن
۰.۸۹	هوا روی شیشه

بطوریکه ملاحظه میشود  $f$  خیلی نزدیک به واحد و  $\alpha = 1$  عملاً صفر است  
 بالنتیجه میتوان فرض کرد که امتداد سرعتها پس از برخورد کاملاً غیر منظم و تمام  
 جهات متساوی الاحتمالند و یا عبارت دیگر در اثر ضربه مولکولها بطور غیر منظم  
 و در تمام جهات منتشر میشود در واقع مانند آنست که دیواره مولکولها را جذب  
 کرده و مجدداً آنها را در تمام جهات میفرستد

۷۴ - مطالعه جریان در فشار های خیلی کم - تا موقعیکه فشار گاز  
 بقدر کافی زیاد باشد آزمایش صحت نتایج حاصل از فورمول ۱۶۹ را تأیید میکند  
 ولی برای فشار های خیلی کم باید فورمول اصلاح شود چون رابطه

$$V = \frac{\pi (P_1 - P_2)}{8L\eta} R^4 (1 + \Psi_R)$$

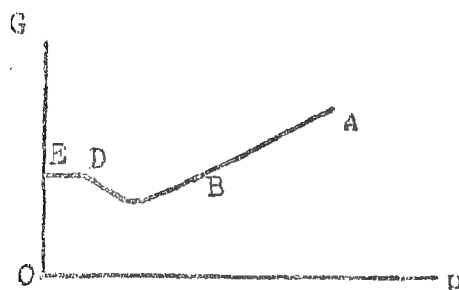
را در دانسیته  $\rho$  ضرب کنیم مقدار توده  $G = V\rho$  گاز که از لوله عبور  
 میکند بدست میآید چنانچه بجای  $\rho$  مقدار مساویش را از رابطه  $P = \frac{1}{3}\rho C^2$   
 گذارده و بجای  $C$  نیز مساویش را از رابطه  $MC^2 = 3RT$  که در آن  $M$  معرف  
 توده مولکولی است بگذاریم نتیجه میشود

$$\rho = \frac{PM}{RT}$$

$$۱۷. \quad G = \frac{\pi (P_1 - P_2)}{8L\eta} R^4 \times \frac{M}{R_0 T} P (1 + \epsilon \Psi_R)$$

در فورمول فوق  $R_0$  معرف پایای گاز های کامل و  $R$  معرف شمع  
 لوله است

پس چون منحنی نمایش تغییرات  $G$  را نسبت به  $P$  رسم کنیم نظر بساینکه در فشار های عادی جمله  $\frac{4\Psi}{R}$  غیر قابل ملاحظه است منحنی خطی است مستقیم ولی موقعیکه فشار کم شود ضریب لغزش  $\Psi$  که با عکس فشار متناسب است بزرگ میشود بالتبعه حاصل ضرب  $P(1 + \frac{4\Psi}{R})$  که قبلا با نقصان فشار کم میشد اینک در موقع نقصان فشار زیاد میشود کنودسن (۲۷ م) Knudsen نشان داده که منحنی در واقع بشکل ۲۹ در میآید  $G$  از یک مینیموم گذشته ابتداء و با افزایش میگذازد و چون فشار خیلی کم شود بسمت یک خط ثابتی میل میکند در واقع منحنی از سه قسمت تشکیل میشود



شکل ۲۹

قسمت AB معروف جریان است که بر طبق قانون پوازویل Poiseuille صورت میگیرد در قسمت BD لغزش دخالت دارد و بالاخره قسمت سوم که در آن  $G$  ثابت است و به دانسیته

و غلظت بستگی ندارد. قسمت اخیر مربوط به حالتی است که فشار بقدری کم شده که پویش آزاد با شعاع  $R$  لوله قابل مقایسه یا بزرگتر از آنست در این صورت مکانیزم جریان با جریان معمولی که در آن ضربه های مولکولها به یکدیگر دخالت دارد کاملاً متفاوت است

فرض کنیم سرعت جریان گاز در لوله نسبت به سرعت حرکت مولکولی کوچک است و به علاوه سرعت مولکولها بر طبق قانون ماکسويل توزيع شده است  
 عده مولکولها که در واحد زمان بر واحد سطح دیواره برخورد میکنند  $\frac{1}{4} n_0 \bar{c}$  است (فورمول ۲۰ ب) سرعت متوسط در طول لوله در تمام نقاط گاز یکسان است چنانچه این سرعت را  $u_0$  نامیم مقدار حرکت که از طرف مولکولها در نتیجه ضربه ها بدیواره داده میشود در واحد زمان مساوی است با:

$$2\pi R L_0 \frac{1}{4} n_0 \bar{c} u_0$$

از طرف دیگر نیروی کلی که گاز را در لوله حرکت میدهد مساوی است با

$$\pi R^2 (p_1 - p_2)$$

بنا بر این داریم

$$2\pi R L_0 \frac{1}{4} n_0 \bar{c} u_0 = R^2 (p_1 - p_2)$$

$$171 \quad u_0 = \frac{2R}{\bar{c}} \frac{(p_1 - p_2)}{4\rho L_0}$$

توده  $G$  که از لوله عبور میکند عبارت است از  $G = \pi R^2 u_0 \rho$  چون

در این رابطه بجای  $u_0$  مقدارش را از رابطه ۱۷۱ بگذاریم نتیجه میشود

$$172 \quad G = \frac{2\pi R^3}{\bar{c} L_0} (p_1 - p_2)$$

بطوریکه ملاحظه میشود  $G$  از تغییرات دانیسته و ضریب غلظت مستقل

و با قوه سوم شعاع  $R$  لوله متناسب است

چون در فورمول بجای  $\bar{c}$  مقدار مساویش

$$\bar{c} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi h}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi}} \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{R_e T}}$$

را بگذاریم نتیجه میشود

$$G = \frac{\pi R^2}{L} (P_1 - P_2) \frac{\sqrt{2\pi M}}{\sqrt{3\pi R_e T}} \quad (۷۳)$$

کنود سن ضمن مطالعه مفصل و دقیقتری فورمول

$$G' = \frac{8}{3\pi} G = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi} \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{R_e T}} \frac{R^2}{L} (P_1 - P_2) \quad (۷۴)$$

که با نتایج تجربی بهتر وفق میدهد بدست آورده است

۷۵ — فشار سنج مولکولی دو شمن ( Dushman )

عده مولکولها-ای که در واحد زمان بر واحد سطح دیواره برخورد میکنند

( فورمول ۲۰ ب )  $\gamma = \frac{nC}{\sqrt{2\pi}}$  است چنانچه  $C$  سرعت متوسط مولکولها

در امتداد دیواره در موقع ضربه باشد مقدار حرکت که به دیواره داده میشود معادل است با

$$B = m \gamma \frac{nC}{\sqrt{2\pi}}$$

با در نظر گرفتن روابط

$$P = \frac{1}{3} mnC^2 \qquad \frac{1}{3} MC^2 = RT$$

$$175 \qquad B = uP \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{2\pi RT}} \qquad \text{داریم}$$

بوسیله رابطه ۱۷۵ میتوان با سنجش مقدار حرکت B فشار P را تعیین کرد  
فشار سنج دوشمن اصولاً عبارت است از:

۱ - يك صفحه دائره ای شكل كه بوسیله يك نخ كو آرتز آویزان شده و بطور افقی قرار گرفته است بوسیله آئینه کوچکی زاویه چرخش تعیین میشود  
۲ - زیر صفحه اولی صفحه دیگری بطور موازی و بقا صله چند میلیمتر قرار دارد  
باین صفحه قطعه آهن ربائی متصل است و بدان وسیله چون دستگاه را در يك میدان مغناطیسی دوار قرار دهیم میتوان صفحه را با سرعت ثابتی در حول محوری كه از امتداد نخ كو آرتز عبور میکنند چرخاند تمام دستگاه در محفظه ای قرار دارد فشار داخل محفظه باید بقدر کافی كم باشد كه بتوان فورمول ۱۷۵ را بكار برد .

از لحاظ تعدیم و برای ملاحظه خصوصیات دستگاه میتوان فورمول را بشکل

$$176 \qquad B = K_{up} \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{RT}}$$

كه در آن K مقدار ثابتی است نوشت این فورمول نیروئی را كه بوسیله واحد سطح صفحه متحرك ( در نقطه ای كه سرعت آن u است ) روی صفحه مقابل ( صفحه ای كه نخ كو آرتز آویزان است ) وارد میشود بدست میدهد . چنانچه  $\omega$  سرعت زاویه صفحه متحرك و r فاصله يك نقطه این صفحه تا محور چرخش باشد

جمع مقادیر حرکت نیروهای مولکولی عبارت است از:

$$۱۷۷ \quad H = \int_0^r r \cdot K \cdot \omega \cdot r \cdot p \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{RT}} \cdot 2\pi r \cdot dr = \frac{K\pi r^4 \omega p}{2} \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{RT}}$$

صفحه فوقانی تحت تأثیر نیروی وارد بر آن با اندازه زاویه  $\theta$  میچرخد چنانچه

ضریب پیچش (Constante de Torsion) نخ کوآرتز را  $A$  نامیم داریم

$$A \theta = \frac{K\pi r^4 \omega p}{2} \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{RT}}$$

$$۱۷۸ \quad P = \frac{A}{\frac{1}{2} \cdot K\pi r^4 \omega} \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{RT}} \theta$$

چنانچه سرعت  $\omega$  ثابت باشد در دمای معینی داریم  $P = D\theta$

با شناس  $\theta$  میتوان مقدار  $P$  را نتیجه گرفت

برای تعیین ضریب  $K$  کافیت دستگاه را برای فشار مشخصی بکار برده و میزان کنند (Etalonnage) میتوان نیز با مطالعه خصائص صفحه ها و مکانیزم بر خورد مقدار  $K$  را حساب کرده و فشار سنج را مانند يك فشار سنج مطلق بکار برد. بوسیله فشار سنج دوشدن میتوان فشارهای خیلی کم و تا حدود يك مایونیم میلیمتر جیوه را سنجید.

۱۷۹- عبور گاز از سوراخهای كوچك و تشكيل شعاعهای مولكولی

محفظه ای را در نظر گیریم که بوسیله دیواره ای بدو قسمت  $S_1$  و  $S_2$

تقسیم شده است. فشار داخل  $S_1$  را  $P_1$  و فشار داخل  $S_2$  را  $P_2$  نامیم. فرض کنیم



$p_1 > p_2$  چنانچه روی دیواره مشترك دو قسمت سوراخی موجود باشد گاز از محفظه  $S_1$  به  $S_2$  عبور میکند . موقعی که فشار زیاد و بالنتیجه پویش آزاد نسبت به ابعاد سوراخ کوچک است عبور گاز از محفظه  $S_1$  به  $S_2$  طبق اصول هیدرو دینامیک صورت میگیرد و ای هنگامی که فشار بقدری کم شود که پویش آزاد در حدود یا بزرگتر از ابعاد سوراخ باشد مکانیزم جریان تغییر میکند در چنین حالتی دیگر نمیتوان پدیده را بوسیله قوانین هیدرو دینامیک توضیح داد باید موضوع را بوسیله تئوری سینتیک مطالعه نمود

عده مولکولهایی که در واحد زمان بواحد سطح برخورد میکنند

$$\gamma_1 = \frac{n_1 C_1}{\sqrt{\pi}}$$

(فرمول ۲۰ ب) چنانچه قسمتی از سطح منظور را برداریم مولکولهایی که با این سطح برخوردند اینک از سوراخ عبور خواهند کرد چنانچه سطح سوراخ را  $A$  نامیم در هر ثانیه باندازه  $\gamma = \frac{n_1 C_1}{\sqrt{\pi}}$  مولکول از قسمت  $S_1$  به  $S_2$  میروند

به همین طریق باندازه  $\gamma' = \frac{n_2 C_2}{\sqrt{\pi}}$  از قسمت  $S_2$  به  $S_1$  میروند

در روابط فوق  $n$  و  $n'$  معرف عده مولکولها در سانتیمتر مکعب و سرعت

مربعی متوسط است چون  $n > n'$  است عده مولکولهایی که از  $S_1$  به  $S_2$  میروند بیش از آنست که از  $S_2$  به  $S_1$  میروند و در هر ثانیه باندازه

$$\gamma - \gamma' = \frac{CA}{\sqrt{\pi}} (n - n')$$

بر عتده مولکولهای قسمت  $S_2$  اضافه میشود بنا براین توده کلی  $S_2$  که به قسمت  $S_1$  منتقل شده عبارت است از

$$G = m(n - n') = \frac{CA}{\sqrt{\frac{2}{\pi}}} (nn' - n'm) = \frac{CA}{\sqrt{\frac{2}{\pi}}} (p - p')$$

چون بجای  $p$  و  $C$  مقادیرشان را نسبت به  $I$  و  $P$  بگذاریم نتیجه میشود

$$G = (p - p') A \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{\frac{2}{\pi} RT}} \quad ۱۷۸$$

توده گازی که منتقل میشود با اختلاف فشار در دو طرف سوراخ و با جذر توده مولکولی و عکس جذر دمای مطلق متناسب است

کنودسن (۲۷ م) آزمایشهای متعدد در این باب انجام داده از جمله با بکار بردن سوراخی بشمار ۰۲۵ میلیمتر روی نوار پلاتین بضخامت ۰۰۲۵ ریه میلیمتر و با فشارهایی که تا ۰۱ ریه میلیمتر جیوه میرسیده آزمایشهای متعدد انجام داده و ثابت کرده است تا موقعیکه پویش آزاد متوسط اقلاده برابر ابعاد سوراخ است قوانین نظری فوق الذکر کاملاً صادق است موقعیکه پویش آزاد از حدود مذکور کمتر شود مقدار گازی که خارج میشود کمی بیش از آنست که فورمول بدست میدهد و چون فشار زیاد و پویش آزاد کم شود جریان گاز تابع قوانین معمولی هیدروینامیک میشود

چنانچه فشار فوق العاده کم باشد مولکولهاییکه از سوراخ خارج میشوند بدون مانع و برخورد بمولکول دیگر بحرکت خویش ادامه میدهند

میتوان بوسیله دیا فراگم های مناسب از مولکولهاییکه امتداد های مختلفی دارند يك عده که امتداد حرکت آنها در زاویه جسمی مشخصی محدود است جدا نمود . مولکولها خطوط مستقیم میپیمایند و همانطور که اشعه نور بقاراری که در اپتیک هندسی دید، ایم روی پرده هایی که در مسیرشان قرار گیرند روشنایی و در صورت وجود مانع سایه و نیم سایه تشکیل میدهند اشعه مولکولی نیز در امتداد خطوط مستقیم سیر میکنند و بطوریکه در آزمایش دو نوایه ( شکل ۱ ) دیدیم آناریککه از خود روی دیواره های مانع باقی میگذازند کاملاً شبیه بتمایز حاصل از اشعه نورانی است با استفاده از این اشعه آزمایشهای متعدد و فوق العاده قابل توجه برای سنجش کمیتهای مولکولی و اثبات تجربی قوانین تئوری سینتیک انجام گرفته است پاره ای از این آزمایشها در فصول گذشته بنحو اختصار ذکر شده است

موضوع تشکیل شعاعهای مولکولی و قواعد مربوط به آن بوسیله عده زیادی از دانشمندان از جمله لورنتز Lorentz فرایزر Frazer تلوژینگ Clausing .... انجام گرفته است

۷۷ - رسانائی حرارتی در گاز های رقیق ... هنگامیکه فشار بقدری کم باشد که پویش آزاد بیش از ابعاد ظرف شود مکافیزم انتقال گرما همانطور که در باره غلظت نیز متذکر شدیم تغییر میکنند مولکولهای گاز در وسیع انتقال گرما هستند از يك طرف ظرف بطرف دیگر میجهند و بایک خمیز گرما را از طرفی

بطرف دیگر منتقل می‌کنند بنا بر این تغییر در درجه حرارت تدریجی در نقاط مختلف گاز وجود نخواهد داشت و مانند آنست که تمام گاز دارای دمای یکسان است. • بحث موضوع مستلزم مطالعات خیلی طولانی در باره نحوه جذب و انتقال انرژی و مکانیزم برخورد و حصول تعادل حرارتی میان مولکولهای گاز و دیواره است و ذکر آن خارج از حدود این کتاب می‌باشد طالبین را به مطالعه کارهای کنیوین که شمه‌ای از آن ضمن جمله ۲۲ فهرست منابع مراجعه ذکر شده است مراجعه می‌دهیم

جدول ۲۹

برای محاسبات مربوط به پویش آزاد و مسائل مشابه

۴	۳	۲	۱	۰	۰
۰	۱۰۰۰۰۰	۱۰۰۰۰۰۰۰	۲۱	۸۱۶۶۲	۰۱۲۲۴۵۶
۱	۱۰۰۵۲	۰۹۰۴۸۳۷	۲۲	۹۰۰۲۵۰	۰۸۰۳
۲	۱۰۲۲۱۴	۸۱۸۷۳۱	۲۳	۹۹۷۴۲	۰۰۰۲۹۵
۳	۱۰۳۴۹۹	۷۴۰۸۱۸	۲۴	۱۱۰۰۲۳	۰۹۰۷۱۸
۴	۱۰۴۹۱۸	۶۷۰۳۲۰	۲۵	۱۲۱۸۲	۰۸۲۰۸۵
۵	۱۰۶۴۸۷	۶۰۶۵۳۱	۲۶	۱۳۴۶۴	۰۶۴۲۷۴
۶	۱۰۸۱۲۱	۵۴۸۸۱۲	۲۷	۱۴۸۸۰	۰۶۷۲۰۶
۷	۱۰۹۳۸	۴۹۶۵۸۵	۲۸	۱۶۴۴۵	۰۶۰۸۱۰
۸	۱۰۲۲۵۵	۴۴۹۳۲۹	۲۹	۱۸۱۷۴	۰۵۵۰۲۳
۹	۱۰۴۵۹۶	۴۰۶۵۷۰	۳۰	۲۰۰۸۶	۰۴۹۷۸۲
۱۰	۱۰۷۱۸۳	۳۶۷۸۷۹	۳۱	۲۲۱۹۸	۰۴۵۰۴۹
۱۱	۱۰۸۰۴۲	۳۳۱۸۷۱	۳۲	۲۴۵۳۳	۰۴۰۷۶۱
۱۲	۱۰۳۲۰۱	۳۰۱۱۹۴	۳۳	۲۷۱۱۳	۰۳۶۸۸۲
۱۳	۱۰۶۶۹۳	۲۷۱۵۲۲	۳۴	۲۹۹۱۴	۰۳۳۳۷۳
۱۴	۱۰۸۵۵۲	۲۴۶۵۹۷	۳۵	۳۳۱۱۵	۰۳۰۱۹۷
۱۵	۱۰۴۸۱۷	۲۲۳۱۳۰	۳۶	۳۶۵۹۸	۰۲۷۳۱۴
۱۶	۱۰۹۵۳۰	۲۰۱۸۹۸	۳۷	۴۰۴۴۷	۰۲۴۷۲۴
۱۷	۱۰۴۷۳۹	۱۸۲۶۸۴	۳۸	۴۴۷۰۱	۰۲۲۳۷۱
۱۸	۱۰۴۹۶۶	۱۶۵۲۹۹	۳۹	۴۹۴۰۲	۰۲۰۲۴۲
۱۹	۱۰۶۶۸۵۹	۱۴۹۵۶۹	۴۰	۵۴۰۵۹۸	۰۱۸۳۱۶
۲۰	۱۰۳۸۹۱	۱۳۵۲۳۵	۴۱	۶۰۳۴۰	۰۱۶۵۰۳

بقیہ جدول ۲۹

$e^{-x}$	$e^x$	$x$	$e^{-x}$	$e^x$	$x$
۰.۰۰۱۸۳۶	۵۴۴.۵۷	۶.۳	۰.۰۱۴۹۹۶	۶.۶۶۶۶۶	۴.۲
۰.۰۰۱۶۶۲	۶.۰۱۸۵	۶.۴	۰.۰۱۳۵۶۹	۷.۳۷۰۰	۴.۳
۰.۰۰۱۵۰۳	۶.۶۵۱.۴	۶.۵	۰.۰۱۲۲۷۷	۸.۱۴۵۱	۴.۴
۰.۰۰۱۳۶۰	۷.۳۵۱.۰	۶.۶	۰.۰۱۱۱.۹	۹.۰۱۷	۴.۵
۰.۰۰۱۲۳۱	۸.۱۲.۴۱	۶.۷	۰.۰۱۰۰۵۲	۹.۹.۴۸۴	۴.۶
۰.۰۰۱۱۱۴	۸.۹۷.۸۵	۶.۸	۰.۰۰۹۰۹۵	۱۰.۹.۹۵	۴.۷
۰.۰۰۱۰۰۸	۹.۹۲.۲۷	۶.۹	۰.۰۰۸۲۳۰	۱۲.۱.۱	۴.۸
۰.۰۰۰۹۰۲	۱۰.۹۶۶.۶	۷.۰	۰.۰۰۷۴۴۷	۱۳.۴.۲۹	۴.۹
۰.۰۰۰۸۲۵	۱۲.۱۲.۰	۷.۱	۰.۰۰۶۷۳۸	۱۴.۸.۴۱	۵.۰
۰.۰۰۰۷۴۷	۱۳.۳۹.۴	۷.۲	۰.۰۰۶.۹۷	۱۶.۴.۱۲	۵.۱
۰.۰۰۰۶۷۶	۱۴.۸۰.۳	۷.۳	۰.۰۰۵۵۱۷	۱۸.۱.۲۷	۵.۲
۰.۰۰۰۶۱۱	۱۶.۳۶.۰	۷.۴	۰.۰۰۴۹۹۲	۲۰.۰.۳۴	۵.۳
۰.۰۰۰۵۵۳	۱۸.۰۸.۰	۷.۵	۰.۰۰۴۵۱۷	۲۲.۱.۴۱	۵.۴
۰.۰۰۰۵۰۰	۱۹.۹۸.۲	۷.۶	۰.۰۰۴۰۸۷	۲۴.۴.۶۹	۵.۵
۰.۰۰۰۴۵۳	۲۲.۰۸.۳	۷.۷	۰.۰۰۳۶۹۸	۲۷.۰.۴۳	۵.۶
۰.۰۰۰۴۱۰	۲۴.۴۰.۶	۷.۸	۰.۰۰۳۳۴۶	۲۹.۸.۸۷	۵.۷
۰.۰۰۰۳۷۱	۲۶.۹۷.۳	۷.۹	۰.۰۰۳۰۲۸	۳۳.۰.۳۰	۵.۸
۰.۰۰۰۳۳۵	۲۹.۸۱.۰	۸.۰	۰.۰۰۲۷۳۹	۳۶.۰.۰.۴	۵.۹
۰.۰۰۰۳۰۴	۳۲.۹۴.۵	۸.۱	۰.۰۰۲۴۷۹	۴۰.۳.۴۳	۶.۰
۰.۰۰۰۲۷۵	۳۶.۴۱.۰	۸.۲	۰.۰۰۲۲۴۳	۴۴.۵.۸۶	۶.۱
۰.۰۰۰۲۴۹	۴۰.۲۳.۹	۸.۳	۰.۰۰۲۰۲۹	۴۹.۲.۷۵	۶.۲

بقیہ جدول ۲۹

$e^{-x}$	$e^x$	$x$	$e^{-x}$	$e^x$	$x$
۰.۰۰۰۱۰۱	۱.۸۹۷	۰.۲	۰.۰۰۰۲۲۵	۴.۴۴۷	۱.۴
۰.۰۰۰۰۹۱	۱.۰۹۳۸	۰.۳	۰.۰۰۰۲۰۳	۴.۹۱۴	۱.۵
۰.۰۰۰۰۸۳	۱.۲۰۱۱	۰.۴	۰.۰۰۰۱۸۴	۵.۴۳۱	۱.۶
۰.۰۰۰۰۷۵	۱.۳۳۶	۰.۵	۰.۰۰۰۱۶۷	۶.۰۲۹	۱.۷
۰.۰۰۰۰۶۸	۱.۴۷۶	۰.۶	۰.۰۰۰۱۵۱	۶.۶۳۴	۱.۸
۰.۰۰۰۰۶۱	۱.۶۳۱۸	۰.۷	۰.۰۰۰۱۳۶	۷.۳۳۲	۱.۹
۰.۰۰۰۰۵۵	۱.۸۰۳۴	۰.۸	۰.۰۰۰۱۲۳	۸.۱۰۳	۲.۰
۰.۰۰۰۰۵۰	۱.۹۹۳۰	۰.۹	۰.۰۰۰۱۱۲	۸.۹۵۵	۲.۱
۰.۰۰۰۰۴۵	۲.۲۰۲۶	۱.۰			

جدول ۳۰

برای محاسبات مربوط به توزیع انرژی و گرمای ویژه و مسائل مشابه

$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx$	$e^{-x^2}$	$x$	$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx$	$e^{-x^2}$	$x$
۰٫۷۶۳۵	۰٫۷۷۳۰	۱٫۶	۰٫۱۱۲۴۶	۰٫۹۹۹۰۵	۰٫۱
۰٫۹۸۳۷۹	۰٫۵۵۵۸	۱٫۷	۰٫۲۲۲۷۰	۰٫۹۶۰۸۰	۰٫۲
۰٫۹۸۹۰۹	۰٫۴۹۱۶	۱٫۸	۰٫۳۲۸۶۳	۰٫۹۱۳۹۳	۰٫۳
۰٫۹۹۲۷۹	۰٫۴۲۷۰۵	۱٫۹	۰٫۴۲۸۳۹	۰٫۸۵۲۱۴	۰٫۴
۰٫۹۹۵۳۲	۰٫۳۸۳۲	۲٫۰	۰٫۵۲۰۵۰	۰٫۷۷۸۸۰	۰٫۵
۰٫۹۹۷۰۲	۰٫۳۴۱۵	۲٫۱	۰٫۶۰۳۸۶	۰٫۶۹۷۶۸	۰٫۶
۰٫۹۹۸۱۴	۰٫۳۰۷۹۱	۲٫۲	۰٫۶۷۷۸۳	۰٫۶۱۲۶۳	۰٫۷
۰٫۹۹۸۸۶	۰٫۲۸۰۴	۲٫۳	۰٫۷۴۲۱۰	۰٫۵۲۷۲۹	۰٫۸
۰٫۹۹۹۳۱	۰٫۲۵۳۱۵	۲٫۴	۰٫۷۹۶۹۱	۰٫۴۴۴۸۱	۰٫۹
۰٫۹۹۹۵۹	۰٫۲۳۱۹۷	۲٫۵	۰٫۸۴۲۷۰	۰٫۳۶۷۸۸	۱٫۰
۰٫۹۹۹۷۶	۰٫۲۱۱۶	۲٫۶	۰٫۸۸۰۲۱	۰٫۲۹۸۲۰	۱٫۱
۰٫۹۹۹۸۷	۰٫۱۹۶۸	۲٫۷	۰٫۹۱۰۳۱	۰٫۲۳۶۹۳	۱٫۲
۰٫۹۹۹۹۲	۰٫۱۸۳۹	۲٫۸	۰٫۹۳۴۰۱	۰٫۱۸۴۵۲	۱٫۳
۰٫۹۹۹۹۶	۰٫۱۷۲۲	۲٫۹	۰٫۹۵۲۲۹	۰٫۱۴۰۸۶	۱٫۴
۰٫۹۹۹۹۸	۰٫۱۶۱۲	۳٫۰	۰٫۹۶۶۱۱	۰٫۱۰۵۴۰	۱٫۵



### جدول ۳۸

چند انتگرال که در محاسبات مورد لزوم است

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} du = \frac{1}{r} \frac{\sqrt[r]{\pi}}{\sqrt[r]{h^r m^r}}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u du = \frac{1}{r h m}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u^r du = \frac{1}{r} \frac{\sqrt[r]{\pi}}{\sqrt[r]{h^r m^r}}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u^{r-1} du = \frac{1}{r h^r m^r}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u^2 du = \frac{r}{\lambda} \frac{\sqrt[r]{\pi}}{\sqrt[r]{h^r m^r}}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u^3 du = \frac{1}{h^r m^r}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u^4 du = \frac{\sqrt[r]{\pi}}{\sqrt[r]{h^r m^r}}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u^5 du = \frac{r}{h^r m^r}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u^{rk} du = \frac{\sqrt[r]{\pi} \cdots (rk-1)}{rk+1} \frac{\sqrt[r]{\pi}}{\sqrt[r]{(hm)^{rk+1}}}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-hmu^r} u^{rk+1} du = \frac{k!}{r(hm)^{k+1}}$$





تابش اجسام گداخته

نظر باینکه برنامه ترمودینامیک در سال سوم رشته فیزیک دانشکده علوم شامل تئوری سینتیک گازها و مختصری در باب تابش اجسام گداخته است اینک که وسیله چاپ و نشر کتاب تئوری سینتیک فراهم شده لازم دید آن قسمت از مطالب تئوری تابش را که جزء برنامه سال سوم رشته فیزیک است ضمیمه کتاب مذکور نماید تا بدین وسیله دانشجویان برای این قسمت از درس خویش نیز وسیله مطالعه داشته و از تهیه جزوه بی نیاز گردند .

تئوری تابش ضمن کتابی مخصوص بتفصیل بحث و مطالعه شده و بهجریکه وسیله چاپ فراهم گردد باانتشار آن اقدام خواهد شد .

## تابش اجسام گداخته

# فصل اول

### کلیات

۱ - تابش - هر جسمی که دمای آن بالا تر از صفر درجه مطلق باشد دارای خاصیت تابش است یعنی این جسم از خود شعاعهایی میتابد این شعاعها که در محوطه اطراف جسم منتشر میشوند دارای خواص چندی هستند از جمله :

الف - موقعیکه محوطه ( فرا گیر ) مجاور جسم تابان شفاف و همگن است پر توها در امتداد خط مستقیم و با سرعت فوق العاده زیادی سیر کرده و در این محوطه منتشر میشوند . این سرعت در خلاء مساوی ۳۰۰۰۰۰ کیلو متر در ثانیه و برای فرا گیر های دیگر با ضریب انکسار فرا گیر مزبور تغییر میکند

ب - پر توها حامل مقداری انرژی هستند ( انرژی تابشی ) که از جسم تابان خارج میشود . بوسیله گیرنده های مناسب که در مسیر پر توها قرار دهیم میتوان این انرژی را ضبط نموده و مقدار آنرا بسنجیم .

ج - هر گاه دمای جسم تابش کننده بقدر کثایت زیاد باشد پر توها نورانی هستند و اعصاب چشم را متاثر میکنند

د - بوسیله يك بيناب نما ( اسپكتروسكپ ) میتوان پر توها را بیک عدد فروزه های ساده ( فروزه يك رنگ ) تجزیه کرد این فروزه ها پدیده هایی هستند دوره ای و دارای دوره و طول موج و بسآمد مشخصی میباشد

میان کمیت های مذکور که آنها را بترتیب  $\lambda$  و  $\nu$  و  $\gamma$  نمایش میدهم و سرعت سیر پر توها رابطه

$$\lambda \nu = cT$$

برقرار است .

اصل استقلال فروزه های یگرنك در باره فروزه های مذکور صادق است یعنی میتوان استقلال را بر این پایه قرار داد که در تابش کلی تمام فروزه ها پسای یکدیگر وجود دارند و در عین حال عمل هر فروزه مانند آنست که به تنهایی وجود داشته باشد .

طول موج فروزه های مرئی از  $4000$  میکرون تا  $8000$  میکرون است . بیاب مرئی از طرف طول موجهای کم بفروزه های فوق بنفش و از طرف طول موجهای زیاد بفروزه های پائین ترا از قرمز محدود است

از نقطه نظر ترمودینامیک تفاوتی میان فروزه های مرئی و فروزه های تیکه طول موج آنها کمتر از  $4000$  میکرون یا بیشتر از  $8000$  میکرون است قائل نمیشویم





پدیده‌های تخلیه الکتریکی - فیسفرسانی .... بظهور میرسد این دسته از تابش‌ها را تحت عنوان کای تالاو نام می‌بریم. در اینجا تنها تابش‌های حرارتی و قوانین آنها مورد بحث است موضوع تالاو نه در ذهن کتاب جداگانه مطالعه خواهد شد.

۳- قدرت تابش - انرژی تابشی جسمی را میتوان بوسیله مقدار انرژی  $W$  که این جسم در واحد زمان (توان تابش) در فراگیر مجاور منتشر میکند سنجید. این انرژی بوسیله تمام فروزه‌های تابیده شده منتقل میشود اگر انرژی که بوسیله فروزه‌هاییکه طول موجشان ما بین  $\lambda_1$  و  $\lambda_2$  است معادل  $W_{\lambda_1, \lambda_2}$  باشد  $W_{\lambda_1, \lambda_2}$  را تابش چشمه برای طول موج  $\lambda$  گویند.

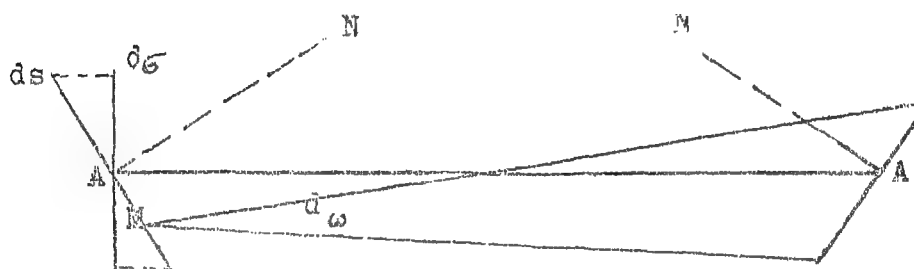
چشمه ممکنست فروزه‌هاییکه دارای تمام طول موجهای مختلف باشند تابش کند انرژی  $W$  مساوی مجموع انرژی‌های فروزه‌های مختلف است یعنی

$$W = \int_0^\infty W_\lambda d\lambda \quad (3)$$

سطح کوچک  $ds$  از چشمه را در نظر میگیریم پر تو هائیکه از يك نقطه سطح  $ds$  منتشر میشود تشکیل مخروطی میدهند. بوسیله يك میان بند (دیافراگم) که دارای سطح  $ds'$  است یکدسته پر تو ها را جدا میکنیم. فرض کنیم فاصله  $r$  دو سطح  $ds$  و  $ds'$  نسبت بابعاد این دو سطح خیلی زیاد است بطوریکه امتداد کلیه پر تو های محصور در این مخروط بامتداد متوسط  $AA'$  خیلی نزدیک باشد و زاویه جسمی  $\omega$  مخروطیکه از پر تو های منبع از يك نقطه غیر مشخص  $M$  واقع روی  $ds$  تشکیل میشود برای تمام نقاط سطح  $ds$  یکسان و مساوی  $\omega$  باشد

$$d\omega = \frac{ds' \cdot \cos i'}{r^2}$$

$i'$  و  $i$  زوایائی هستند که عمودهای وارد بر سطح  $ds$  و  $ds'$  بامتداد متوسط  $A'A'$  تشکیل میدهد



شکل ۱

چون انرژی با خط مستقیم منتشر میشود اگر وضع و بساطت سطح  $ds$  را بطوری تغییر دهیم که زاویه  $\omega$  تغییر نکند انرژی منتقل شده تغییر نخواهد کرد و میتوان آنرا بشکل  $C \cdot d\omega$  نمایش داد مقدار  $C$  بستگی به سطح  $ds$  و امتداد آن نسبت بامتداد متوسط  $A'A'$  دارد از طرف دیگر بدیهیست که برای يك امتداد مشخص  $A'A'$  و زاویه  $\omega$  انرژی تسایده شده با سطح  $ds$  چشمه (و یا با تصویر این سطح روی سطح عمود بر امتداد متوسط  $A'A'$ ) متناسب است یعنی  $C = c \cdot ds \cdot \cos i$  و بنا بر این انرژی منتقل شده را میتوان بشکل ذیل نمایش داد

$$dW = c \cdot \cos i \cdot ds \cdot d\omega$$

ضریب  $c$  بطبیعت چشمه و حرارت آن و به امتداد متوسط  $A'A'$  نسبت

به چشمه بستگی دارد این ضریب را قدرت تابش کلی چشمه در امتداد  $A_1$  نامند ضریب مذکور معرف مقدار انرژی است که در مدت یک ثانیه و در واحد زاویه جسمی و در امتداد عمود بر سطح تابان منتشر میشود

اگر قسمتی از این انرژی که بوسیله برتوهانی که طول موجشان مابین  $\lambda_1 + d\lambda_1$  است  $dW_\lambda$  باشد توانایی تابشی  $e_\lambda$  سطح  $ds$  در امتداد  $A_1$  و برای طول موج  $\lambda$  بوسیله رابطه ۴ مشخص میشود

$$dW_\lambda = e_\lambda \cos i \, ds \, d\omega \, d\lambda \quad (4)$$

$$e = \int_0^\pi e_\lambda \, d\lambda$$

در روابط فوق توان  $W$  با واحد ارت در ثانیه — طول موج با سانتیمتر —

سطح  $ds$  با سانتیمتر مربع سنجیده میشود.

#### ۴- بازگشت-پراکندگی-انتقال-جذب

وقتی که مقداری انرژی تابشی بوسیله دسته برتوی روی سطح جسمی وارد شود عموماً به سه قسمت عمده تقسیم میشود یک قسمت از آن تغییر جهت داده و مطابق قوانین دکارت (در سطح تابش و با زاویه مساوی با زاویه تابش) در فراگیر اول بر میگردد قسمت دیگر در تمام جهات منتشر میشود و بالاخره یک قسمت داخل جسم میشود. قسمتی که داخل جسم شده باز بدو قسمت میشود قسمتی از جسم عبور کرده و قسمتی هم در خود جسم باقی میماند

مقادیر نسبی قسمتهای مذکور با طبیعت جسم تغییر میکنند. اگر تمام انرژی که در پرتوهای تابشی وجود داشته در پرتوهای بازگشته موجود باشد جسم را

باز گشت دهند کامل نامند. اگر انرژی تابشی بتمامه بطور یکدست و اخت در تمام امتداد  
 ها پراکنده شود جسم را پراکنده کننده کامل گوئیم - انتقال دهنده کامل جسمی  
 است که تمام انرژی تابشی را از خود عبور دهد و بالاخره جذب کننده کامل جسمی  
 را گویند که تمام انرژی تابشی را در خود نگاهدارد  
 در حقیقت هر سطح بازگشت دهنده فقط یکقسمت از انرژی را که روی آن  
 تابیده شده است بازگشت میدهد نسبت انرژی بازگشته با انرژی تابش شده را قدرت انعکاس  
 یا توان بازگشت دهنده جسم گویند

یک جسم جذب کننده یکقسمت از انرژی را جذب کرده و یکقسمت از آن  
 را بازگشت یا انتقال داده و یا پراکنده میکند نسبت انرژی جذب شده به انرژی  
 تابشی را توان جذب جسم مذکور نامند. همچنین میتوان همگرهای مشابه برای  
 اجسام پراکنده کننده و یا انتقال دهنده قائل شد. برای یک جسم مجموعه همگرهای بازگشت  
 و پراکنندگی و جذب و انتقال آن مساوی واحد است

بازگشت دهنده کامل جسمی است که توان بازگشت دهنده آن یک باشد  
 جذب کننده کامل جسمی است که توان جذب آن یک باشد. جسم جذب  
 کننده ای که توان جذب آن مساوی واحد باشد یعنی تمام فلوئید را که بر او  
 میرسد ( با تمام طول موجها ) جذب کند یک جسم سیاه نامند. چون اجسامی که در  
 حرارت عادی سیاه بنظر میرسند قسمت عمده انرژی تابشی را جذب میکنند از اینرو  
 جذب کننده کامل را جسم سیاه نامیده اند نباید تصور کرد که رنگ هر جذب کننده  
 کاملی باید مطلقا سیاه باشد در جمله های بعد طرز ساختن آن یک جسم سیاه کامل

و اهمیت آنرا از لحاظ تابشی خواهیم دید

۵ - فشار تابشی -- بنا به تئوری الکترومagnetیک پر تو های نور منبعث از يك پدیده الکترومagnetیک میباشد . در سطح عمود بر شعاع دو بردار متناوب ( میدان مغناطیسی و میدان الکتریکی ) موجود است و قتیکه يك دسته پر تو موازی روی جسمی وارد شود میدان الکترومagnetیک مستطوی الکترونها ی جسم نیروهائی وارد میکند که نتیجه آنها را میتوان بفشاری تشبیه نمود که از طرف پر تو ها روی سطح وارد میشود این فشار را فشار تابشی گوئیم . با استفاده از قوانین الکترومagnetیک میتوان ثابت نمود که :

۱ - اگر جسمی بازگشت دهنده کامل باشد فشار تابشی همیشه بر سطح عمود بوده و امتداد فشار بزایفه تابش بستگی ندارد ( منظور ما از زایفه تابش زایفه ایست که پر تو های ورودی با خط عمود بر سطح تشکیل میدهند ) زیرا اشعه تابشی و اشعه بازگشتی توایف دو نیروی قرینه میکنند که نتیجه آنها هواره بر سطح جسم عمود است . نتیجه محاسبه نشان میدهد که مقدار این فشار مساویست با

$$P = U \cos^2 i$$

۱ | مقدار انرژی است که در يك سانتیمتر مکعب فضای مجاور سطح جسم موجود و موسوم است به چگالی انرژی ، این انرژی شامل انرژی تابشی و انرژی بازگشته میباشد ؛ زایفه تابش است

۲ - اگر جسم بازگشت دهنده کامل نباشد فشار تابشی بر سطح جسم عمود

نیست و دارای يك همنه مماس است . برای يك زاویه تابش مقدار این همنه مماس با عكس قدرت انعكاس جسم متناسب است یعنی هرچه قدرت انعكاس بزرگتر باشد همنه مماس کوچکتر است . هرگاه اشعه بطور عمود وارد شود  $i = 0$  در نتیجه

$$P = U$$

میتوان مقدار انرژی که بوسیله پر تو های آفتاب روی سطح يك سانتیمتر مربع وارد میشود سنجید . مقدار آن در حدود ۲ کالری در دقیقه یا  $1.06 \times 10^8$  ارك در ثانیه است این انرژی در يك استوانه ای محتوی است که سطح آن يك سانتیمتر و ارتفاع آن باندازه سرعت سیر نور یعنی  $3 \times 10^{10}$  سانتیمتر است چگالی انرژی برابر با

$$1.06 \times 10^8 : 3 \times 10^{10} = 5 \times 10^{-5}$$

در سانتیمتر مکعب است چون در هر سانتیمتر بهین اندازه انرژی بازگشت شده موجود است پس

$$2.15 \times 10^{-5} = 0.0001$$

یعنی فشار تابشی که بوسیله پر تو های آفتاب بطور عمود روی يك سانتیمتر مربع از سطحی وارد شوند معادل  $0.0001$  باری است . روی يك متر مربع این فشار معادل يك باری خواهد بود گرچه این فشار فوق العاده كوچك است معذالك تجر "بیات دقیقی که بوسیله عده ای از دانشمندان از جمله لویديو Lebedew هول Hull نیکلس Nichols پوینتینگ Poynting کروکس Crooks ... بعمل آمده توافق نتیجه های تئوری و تجربی را بخوبی نشان میدهد

از جمله دستگاههایی که برای این منظور بکار میرود دستگاهی است که به بنام سازنده آن برادیو متر کروکس موسوم است . داخل جیبی مثل حباب چراغ برق چرخ کوچکی که پره های آن از میکا است قرار دارد یکطرف پره ها را سیاه کرده اند و طرف دیگر آن صیقلی است نقاط اتکاء چرخ که از سوزن نازکی تشکیل شده خیلی کم و چرخ میتواند با آزادی حرکت کند ( در پاره ای دستگاهها پره های مذکور بوسیله رشته کوارتز آویزان شده است ) هوای حباب را خالی کرده اند و قشیکه یک دسته بر تو روی پره ها وارد کنیم چرخ شروع به حرکت میکند بنا به فورمول ۶ موقعیکه اشعه بر سطح گیرنده عمود باشد فشار تابشی معادل چگالی انرژی است. در مجاورت یک سطح بازگشت دهنده انرژی تابشی و انرژی بازگشته هر دو موجود است در صورتیکه در مجاورت سطح جذب کننده ( سیاه ) فقط انرژی تابشی موجود است باین طریق روی دو سطح هر پره اختلاف فشاری ایجاد شده که باعث حرکت آن میشود

اگر فشار گاز در داخل آمپول متناسب نباشد نیروی دیگری ایجاد میشود موسوم به نیروی رادیو متری . چرخ ممکنست در اثر این نیرو بچرخد . چون سطح سیاه شده بیشتر انرژی جذب میکند دمای آن زیاد تر از دمای سایر قسمت های دستگاه میشود. فرض کنیم فشار گاز داخلی موجود در آمپول بقدری باشد که پویش آزاد متوسط در حدود ابعاد حباب باشد . مولکول هایی که روی پره های سیاه وارد میشوند از دیواره آمپول برگشته و سرعت آنها بطور متوسط سرعت متوسط به دمای دیواره

است موقعی که این مولکولها بصفحه سیاه برخوردند دارای سرعتی میشوند که بطور متوسط معادل سرعت مربوط بدمای این سطح است چون این دما زیادتر از دمای سایر قسمتها است پس سرعت زیادتر خواهد شد. بطوریکه در تئوری سینتیک دیدیم فشار با سرعت متوسط زیاد میشود در نتیجه فشار روی این سطح زیادتر از فشار وارد بر طرف دیگر است

پره ها ممکنست در نتیجه این اختلاف فشار بجزر خش در آید. نیروهای رادیو متری که در يك دستگاه ایجاد میشود بازای همدادیر مختلف فشار داخلی تغییر میکند اگر فشار زیاد باشد برخورد های مولکولها خیلی زیاد است و اختلاف سرعت متوسط وجود نخواهد داشت اگر فشار کم باشد عده برخورد ها کم و فشار روی پره ها وارد نمیشود از اینرو نیرو های راد یو متری برای فشار مناسبی دارای مقدار ماکزیموم میشوند این مقدار ماکزیمم از فشار تابشی به مراتب بیشتر است بنابر این برای سنجش فشار تابشی باید فشار گاز داخل آمپول را طوری میزان کرد که نیروهای رادیو متری کم باشد و تاثیر فشار تابشی را خنثی نکند بطوریکه متذکر شدیم تاثیر این دو نیرو روی سطوح سیاه و باز گشت دهنده بر عکس یکدیگر است تاثیر نیروهای رادیو متری روی سطح سیاه که بیشتر انرژی جذب کرده و در نتیجه بیشتر گرم میشود زیاد تر است در صورتیکه فشار تابشی روی سطح باز گشت دهند زیاد تر است زیرا این فشار بادانسیته انرژی متناسب است و دانسیته انرژی روی سطح اخیر شامل انرژی تابشی و انرژی بازگشته است. با وسائلی که فعلا موجود است ممکنست فشار های خیلی کم در حدود  $10^{-10}$  باری داخل حباب ایجاد کرد در چنین فشاری نیروهای رادیو متری غیر قابل ملاحظه و سرعت پرها فقط تحت تاثیر فشار تابشی انجام میگیرد



## فصل دوم

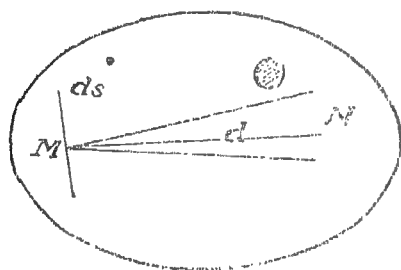
### تابش در يك محفوظه بسته نگاهدارا

۶ — تعادل پرتو ها در يك محفوظه بسته نگاهدارا — يك محفوظه خالی بسته در نظر گیریم که دیواره آن برای پرتو ها غیر قابل نفوذ باشد • داخل محفوظه ممکنست اجسامی موجود باشند یا نباشند • فرض میکنیم حالت دستگاه و پدیده های تابشی که در داخل محفوظه ممکنست بروز کنند فقط بدما بستگی داشته و جز انرژی گرمائی هیچگونه انرژی دیگر بظهور نرسد • در صورت موجود بودن این شرائط ممکنست اصل دوم ترمودینامیک را بکار برد

هر گاه دمای محفوظه را با یا نگاه داریم دستگاه با مال دارای حالت تعادلی خواهد بود • در این حالت تمام قسمتهای آن دارای دمای مساوی بوده و این تعادل همواره برقرار خواهد ماند چه دستگاه در بودا بد یا چشمه گرم است و هیچگونه کاری در یافت نمیداند چنانچه گرمائی در قیستهای خارج محفوظه و یا در مجاورت

اجسامی که در آن موجود است و یا در مجاورت دیواره بگذاریم دما سنج دمای واحدی نشان خواهد داد . در حقیقت صحیح تر آنست که حالت داخلی را يك حالت ایستانه ( Stationnaire ) نامیم نه حالت تعادل چه که هر نقطه در داخل محفظه را که در نظر گیریم لاینقطع پر توها از این نقطه عبور کرده و در تمام جهات منتشر میشوند

در داخل محفظه ( شکل ۲ ) يك سطح كوچك  $ds$  و در اطراف امتداد



شکل ۲

متوسط  $\Lambda \Lambda'$  عمود بر این سطح يك زاویه جسمی  $d\Omega$  که راس  $M$  آن روی  $ds$  واقعست در نظر میگیریم بنابه آنچه در جمله قبل گفته شد اشعه مربوط به سطح

$ds$  و محدود در زاویه جسمی  $d\Omega$  به اندازه  $dW = E ds d\Omega$  توان تابشی منتقل میکنند قسمتی از این توان که مربوط به پر توهای با طول موج واقع بین  $\lambda$  و  $\lambda + d\lambda$  است معادلست با

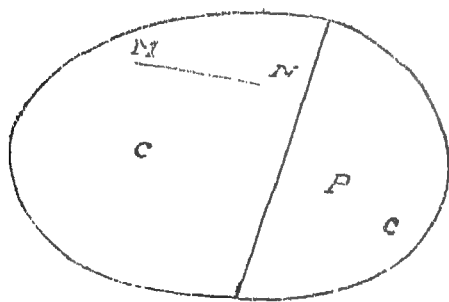
$$dW_{\lambda} = E_{\lambda} ds d\Omega d\lambda$$

$$E = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda$$

میخواهیم ثابت کنیم که ضریب  $R_{\lambda}$  بوضع و مکان نقطه  $M$  و سوی امتداد  $MN$  نسبت به دیواره های محفظه و طبیعت دیواره ها بستگی ندارد . برای این

منظور ثابت میکنیم که ممکنست شکل محفظه را بطور غیر مشخصی تغییر داد بدون اینك حالت تابشی در نقطه  $M$  تغییر کند. فرض میکنیم بتوانیم محفظه را بوسیله يك دیواره مسطح  $P$  بدو قسمت  $C$  و  $C'$  تقسیم کنیم (شکل ۳) هر دو سطح دیواره باز گشت دهنده کامل است چون فشار تابشی همیشه بر چنین سطحی عمود است اگر این دیواره را در امتداد سطح خود حرکت دهیم از طرف نیروهای تابشی هیچگونه کاری انجام نمیگیرد

و قتیكه دیواره  $P$  در جای خود قرار دارد دو قسمت  $C$  و  $C'$  از نقطه نظر تابشی از یکدیگر کاملاً مجزى هستند چون این دو قسمت هر يك دارای شکل



شکل ۳

غیر مشخصی میباشند میتوان عبور از محفظه  $C$  به محفظه  $C' + C$  را تغییر شکل غیر مشخص مطلوب دانست فرض کنیم دیواره  $P$  را بر داشته ایسم و دستگاه دارای دمای  $T$  و در حال تعادلست این

تعادل را حالت (۱) نامیم. دیواره را میگذاریم در هر يك از محفظه ها كه اینك نیز دارای دمای  $T$  میباشند حالت تعادلی دست میدهد (حالت ۲) باید ثابت کنیم كه حالت (۲) همان حالت (۱) است و تغییری حاصل نشده است

اگر حالت (۲) غیر از حالت (۱) باشد انتقال ناواگشتنی كه در مرقع گذاردن

دیواره بالا واسطه و بدون صرف کار انجام گرفته مستلزم کاهش انرژی قابل استفاده  $A$  است (صفحه ۶۷ کتاب گرما) و باید  $A$  از مقدار  $A_1$  به مقدار  $A_2$  منتقل شود ( $A_2 < A_1$ )

مجدداً دیواره را بر می داریم در اول فرض کردیم که حالت تعادل محفظه فقط تابع حرارت است چون درجه حرارت تغییر نکرده پس حالت (۱) مجدداً و بالا واسطه برقرار میشود.  $A_0$  باز مقدار اولیه خود را دارا خواهد شد ولی در این انتقال  $A_1$  به  $A_2$  دستگاه مربوط به چشمه گرما است و هیچگونه کار خارجی انجام نگرفته و بنا بر اصل دوم ترمودینامیک انتقال ممکن نیست از اینرو لازم میشود که حالت (۲) بالا حالت (۱) مشابه باشد و در موقع گذاردن دیواره  $P$  و تغییر شکل محفظه هیچگونه تغییری در حالت تعادل محفظه حاصل نشده باشد. میتوان با فرض اینکه جنس محفظه های  $C$  و  $C'$  متفاوت باشند استدلال فوق را تکرار کرد و ثابت نمود که تغییر جنس دیواره نیز تغییری در حالت تعادل نمیدهد. بنا بر این گوئیم:

حالت تعادل تابشی در تری در یک نقطه  $M$  و برای امتداد  $MN$  به طبیعت دیواره های محفظه و سوی آنها نسبت به نقطه  $M$  و امتداد  $MN$  بستگی ندارد یا به عبارت دیگر حالت تابشی از وضع و مکان نقطه  $M$  و امتداد  $MN$  نسبت به دیواره ها مستقل است

ضریب  $\epsilon$  فقط بستگی به دمای  $T$  محفظه و طول موج  $\lambda$  دارند این ضریب را

شدت ویژه تابش حرارتی خالص در تهی برای دمای  $T$  و طول موج  $\lambda$  نام نهاده اند ضریب  $E_\lambda$  فقط بدما بستگی دارد و شدت ویژه تابش حرارتی در دمای  $T$  نامیده میشود

۷- محاسبه انرژی تابشی حرارتی - در اطراف نقطه  $M$  گنج کوچکی در نظر گرفته می‌خواهیم انرژی محتوی در این گنج که به پر تو هائی با طول موج میان  $\lambda$  و  $\lambda + d\lambda$  مربوط است حساب کنیم

قسمتی از پر تو ها که در زاویه جسمی  $d\omega$  محصورند و در امتداد  $MN$  عمود بر سطح  $ds$  سیر میکنند در هر ثانیه باندازه  $E_\lambda . ds . d\omega . d\lambda$  انرژی از سطح  $ds$  عبور میدهند در انتهای يك ثانیه این انرژی در استوانه ای که قاعده آن  $ds$  و ارتفاع آن  $c$  است (  $c$  سرعت سیر پر تو ها ) یعنی دارای گنج  $c . ds$  است منتشر میشود بنا بر این در واحد گنج باندازه

$$\frac{E_\lambda . ds . d\omega . d\lambda}{c . ds} = \frac{1}{c} E_\lambda . d\omega . d\lambda$$

انرژی موجود است \* برای محاسبه تمام انرژی مربوط به طول موج  $\lambda$  و در تمام امتداد ها کافیهست که از عبارت فوق برای تمام امتداد ها ( زاویه جسمی  $4\pi$  ) انتگرال بگیریم \*

$$9 \quad U_\lambda . d\lambda = \frac{1}{c} E_\lambda . d\lambda . \int d\omega = \frac{4\pi}{c} E_\lambda . d\lambda$$

بالا خره انرژی کلی مربوط به تمام طول موجها مساویست با

$$10 \quad U = \int_0^\infty U_\lambda . d\lambda = \frac{4\pi}{c} E$$

چون  $E$  برای تمام امتداد هایکی است انرژی که در گنج يك و در مجاورت دیواره موجود است به سه قسمت مساوی تقسیم میشود یکی از این قسمتها عمود بر سطح و دو قسمت دیگر در سطح مماس بدیواره واقعند ولی دو قسمت اخیر روی سطح تاثیر ندارند فقط قسمت عمود بر سطح روی آن فشار میآورد بنا بر این مقدار فشار تابشی روی دیواره يك محفظه تهی در حال تعادل تکدما مساوی است با

$$P = \frac{U}{3} = \frac{4\pi}{3c} E \quad ۱۱$$

مقادیر  $P$  و  $U$  مانند  $E$  فقط تابع دما میباشند.

میتوان فشار  $P$  را جمع فشار هاییکه بوسیله فروزه های مختلف که در تابش کلی موجود است دانست در این صورت فروزه های با طول موج واقع میان  $\lambda$  و  $\lambda + d\lambda$  فشاری وارد میکنند که مقدار آن برابر است با

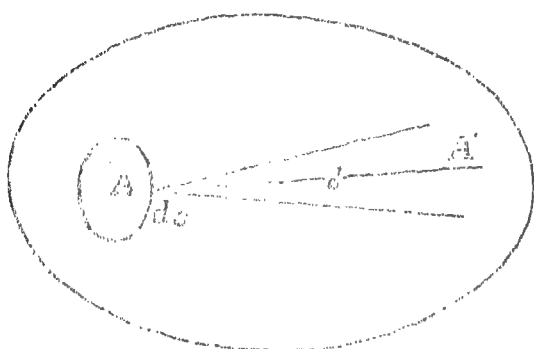
$$P_{\lambda} \cdot d\lambda = \frac{U_{\lambda}}{3} = \frac{4\pi}{3c} E_{\lambda} \cdot d\lambda \quad ۱۲$$

$P_{\lambda}$  و  $U_{\lambda}$  و  $E_{\lambda}$  تابع دما و طول موجند.

۸ — رابطه میان توان تابش و قدرت جذب — قانون کیرشوف

محفظه بسته خالی غیر قابل نفوذ برای پرتوها که دارای دمای پایانیست در نظر میگیریم در داخل این محفظه يك جسم قرار دارد (شکل ۴) وقتی که تعادل حاصل شد دمای جسم مساوی دمای دیواره های محفظه خواهد شد بنا بر اصل دوم ترمودیناميك این دما نباید تغییر کند بنا بر این جسم باید بقدریکه انرژی در یافت میکند همانقدر انرژی تابش کند. فرض کنیم  $e_{\lambda}$  و  $a_{\lambda}$  توان تابش و توان جذب جسم

مذكور در يك نقطه  $A$  و در امتداد  $A A'$  و برای طول موج  $\lambda$  باشد. سطح كوچك  $ds$  اطراف نقطه  $A$  در نظر میگیریم پر تو هائیکه از  $ds$  تابش شده و در زاویه جسمی  $d\omega$  محتویند در هر ثانیه برای طول موج میان  $\lambda$  و  $\lambda + d\lambda$



شکل ۴

مقداری انرژی

$$dW_{\lambda} = c_{\lambda} \cdot ds \cdot d\omega d\lambda$$

منتقل میکنند (  $ds$  )

عبارتست از تصویر  $ds$

روی سطح عمود بر

امتداد متوسط  $A A'$  )

همین دسته پرتو را

در نظر گیریم که در جهت عکس سیر میکنند این دسته اشعه در يك نقطه تپه واقع

در محفظه برای همان طول موج مقدار انرژی

$$dW'_{\lambda} = E_{\lambda} \cdot ds \cdot d\omega \cdot d\lambda$$

منتقل میکنند (  $E_{\lambda}$  شدت ویژه تابش حرارتی در تپه ) قسمتی از این انرژی

که بوسیله جسم جذب شده مساوی  $a_{\lambda} \cdot dW'_{\lambda}$  و تفاوت انرژی که جذب شده

و قسمتی که از طرف جسم تابش شده عبارتست از

$$dW_{\lambda} - a_{\lambda} \cdot dW'_{\lambda} = (c_{\lambda} - a_{\lambda} \cdot E_{\lambda}) \cdot ds \cdot d\omega \cdot d\lambda \quad ۱۳$$

اگر از عبارت فوق برای تمام سطح جسم و تمام امتداد ها و تمام طول موجها

انتگرال بگیریم تفاضل کلیه انرژی جذب شده و انرژی تابش شده بوسیله جسم را

بدست میآوریم ولی بطوریکه گفتیم باید جسم همان اندازه که انرژی دریافت میکند همانقدر انرژی تابش کند پس انتگرال فوق باید مساوی صفر باشد

$$14 \quad \iiint (e_{\lambda} - a_{\lambda} E_{\lambda}) ds.d\omega.d\lambda = 0$$

چون جسم غیر مشخص است تغییرات  $e_{\lambda}$  با وضع نقطه  $A$  و امتداد  $A, A'$  و طول موج  $\lambda$  کاملاً غیر مشخص و از تغییرات  $E_{\lambda}$  مستقل است انتگرال نمیتواند همیشه صفر باشد مگر آنکه جمله داخل پراکنش صفر باشد از این رو نتیجه میشود

$$15 \quad E_{\lambda} = \frac{e_{\lambda}}{a_{\lambda}} \quad e_{\lambda} - a_{\lambda} E_{\lambda} = 0$$

رابطه ۱۵ معرف قانون کیرشهوف است. چون  $E_{\lambda}$  فقط بستگی به دما و طول موج دارد میتوان قانون را بطریق ذیل بیان کرد

چنانچه توان تابش و توان جذب که هر دو بیک نقطه از سطح جسمی مربوط باشند در نظر گیریم برای امتداد و طول موج مشترك نسبت دو توان مذکور مقداری است ثابت که بستگی به طبیعت جسم و نقطه مورد نظر و یا امتداد مزبور ندارد و فقط بدمای جسم و طول موج بستگی دارد

۹ - تابش جسم سیاه - برای يك جسم سیاه بنا به تعریف توان جذب مساوی واحد است پس

$$E_{\lambda} = e_{\lambda}$$

توان تابشی يك جسم سیاه که در خلاء قرار گرفته باشد برای يك دما و يك



طول موج مشخصی مساوی شدت ویژه تابشی در تهی است برای همان دما و همان طول موج

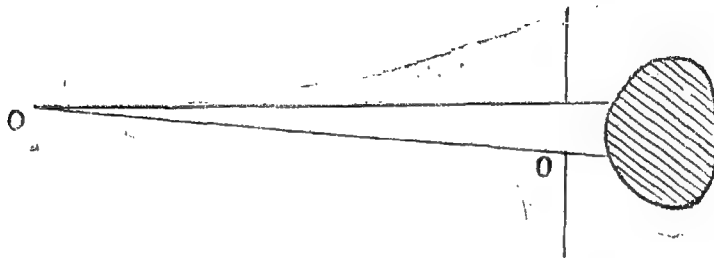
چون  $E_{\lambda}$  به طبیعت جسم بستگی ندارد بنا بر این توان تابشی يك جسم سیاه به طبیعت جسم و وضع ساختمان آن بستگی ندارد و میتوان گفت تابش جسم سیاه ( نه تابش يك جسم سیاه بخصوص ) و همچنین چون  $E_{\lambda}$  به امتداد اشعه بستگی ندارد پس توان تابشی جسم سیاه برای تمام امتداد ها یکسان است بطوریکه قبلا دیدیم مقدار انرژی که سطح  $dA$  از جسم سیاه در زاویه جسمی  $d\omega$  و در امتدادی که زاویه  $i$  با عمود بر سطح تشکیل میدهد تابش میکند مساوی است با

$$dW = e_{\lambda} \cdot \cos i \cdot dA \cdot d\omega \cdot ds$$

چون  $e_{\lambda}$  ثابت است پس انرژی که بوسیله واحد سطح در زاویه جسمی منظور تابش میشود با  $\cos i$  متناسب است • میان فوق بیان قانون معروف به قانون لامبر Lambert است بنا بر این جسم سیاه از قانون لامبر تبعیت میکند • میتوان صحت این قانون را نسبت به اشعه مرئی بسهولت ملاحظه نمود جسم در نقطه O قرار دارد ( شکل ۵ ) جسم سیاه تابان را پشت پرده قرار میدهند

اشعه از سوراخ O خارج شده به چشم میرسد بنا بر این شرایط زاویه  $d\omega$  و جمله  $ds \cdot \cos i$  ثابت است چون  $e_{\lambda}$  هم ثابت است پس باید موقعی که جسم پشت پرده تغییر مکان میدهد انرژی که به چشم میرسد یکسان باشد یعنی منظره جسم

تغییر نکند - و همچنین اگر قانون لامبر صادق باشد يك جسم روشن گروی



شکل ۵

باید مانند يك گرده مسطح بنظر آید تجربه صحت مطالب فوق را نشان میدهد

توان تابش کلی  $E = \int_0^{\infty} E_{\lambda} . d\lambda$  يك جسم سیاه نیز از امتداد مستقل

است انرژی که بواسطه سطح يك سانتیمتر مربع جسم سیاه ( $ds = 1$ ) در يك زاویه جسمی  $d\omega$  تابش میشود عبارت است از

$$dW = E . \cos . i . d\omega$$

محاسبه کلیه انرژی که در تمام فضا بوسیله واحد سطح جسم سیاه منتشر

میشود ممکن است بطریق ذیل انجام گیرد

تمام پرتو هائی که با حدود  $AN$  (شکل ۶) زاویه ما بین  $i$  و  $i+di$

تشکیل میدهند در فضای ما بین دو مخروط که محور مشترکشان  $AN$  و نیم زاویه راس

آنها یکی  $i$  و دیگری  $i + di$  است محصورند زاویه جسمی که از این اشعه تشکیل

میشود بوسیله سطح منطقه که دو مخروط مذکور در روی کره بشعاع واحد جدا میکنند



که خارج میشود همراه است قسمت عمده انرژی که در محفظه وارد شده در داخل جسم سیاه باقی مانده است و میتوان توان جذب را تقریباً واحد دانست

از طرف دیگر چون سوراخ کوچک در توزیع پرتوهای داخلی محفظه تأثیر نمیکند یکدسته شعاع که در داخل سیر کرده و بسوراخ میرسند همیشه مربوط به شدت ویژه  $E_{\lambda}$  است که بدون تغییر به خارج میروند باین طریق سوراخ بمنزله یک سطح که دارای شدت تابشی  $E_{\lambda}$  است عمل میکند

در آزمایشگاه و کارگاههای صنعتی برای جسم سیاه یک استوانه ای که داخل آنرا سیاه کرده اند بکار میبرند استوانه بوسیله جریان الکتریکی یا با استفاده از دمای پایای انجماد یا میعان اجسام در دمای پایایی نگاهداشته میشود و بوسیله سوراخ کوچکی که در جدار استوانه مذکور تعبیه شده یکدسته اشعه تابشی را که از داخل استوانه خارج شده روی جسم گیر نهد وارد میکند و بدین طریق انرژی تابشی را برای دمای مذکور اندازه میگیرند

#### ۱۵ - اثبات تجربی قانون کیرشهوف برای اثبات تجربی قانون کیرشهوف

باید مقادیر توان تابش و توان جذب را سنجید. این سنجش در واقع منجر بسنجش انرژی تابشی موجود در یکدسته پرتو میشود مثلاً میتوان اشعه مورد نظر را روی یک صفحه فلزی که با دوده ذغال یا دوده پلاتین سیاه شده وارد کرد این صفحه سیاه اشعه را جذب میکند و بالنتیجه دمای آن بالا میرود با یک کوپل ترموالکتریک که به صفحه متصل کنیم افزایش دمای صفحه و بالنتیجه میزان انرژی جذب شده

را تعیین میکنیم . نظر باینکه سطح جذب کننده جسم سیاه کامل نیست تمام انرژی را جذب نکرده و توان جذب با طول موج فروزه هاییکه روی آن وارد میشود تغییر میکند ولی اگر نسبت دو انرژی را که هر دو مربوط به فاصله مشترک و کم دامنه ای از طول موج هستند مورد سنجش قرار دهیم تغییر توان جذب با طول موج در نتیجه های سنجش تاثیر مهمی ندارد و میتوان از این تغییر در اولین تقریب صرف نظر نمود . در هر حال باید بوسیله دیا فراگم های مناسب دسته اشعه محدود و مشخصی را جدا کرد و مقادیر  $k_1$  و  $k_2$  را بدقت معلوم نمود . برای جدا کردن فروزه های مختلف عمومامنشور هائیکه از کوآرتز یا فلورین ساخته شده اند بکار میبرند . میزان گشایش و جذب منشورهای مذکور را بوسیله آزمایشهای مقدماتی تعیین میکنند

هنگامیکه سنجش بوسیله اشعه مرئی صورت گیرد میتوان بجای صفحه سیاه اسپکتروفتومتر بکار برد و با چشم شدت روشنائی دسته پرتوهای مختلف را مقایسه نمود و بدین وسیله مقادیر انرژی را که با شدت روشنائی متناسبند حساب کرد نظر باینکه در بسیاری از حالات تابش حرارتی با تلهو توام است تجربیاتی که برای اثبات قانون کیرشهوف از لحاظ کمیت بعمل میآید فوق العاده مشکل است برای نمونه از آزمایشهایی که در این زمینه بغسل آمده میتوان آزمایشهای روزنال Rosenthal روی شیشه و کوآرتز و میکا و آزمایشهای فلوگر Pfluger را روی تورمالین نام برد

فلوگر در آزمایشهای خویش نور پلاریزه بکار برده میدانیم که چون چنین نوری روی تیغه تورمالین موازی با محور اپتیك وارد شود میزان جذب نسبت به امتدادهای مختلف تغییر میکند و پرتو عادی از پرتو غیر عادی بیشتر جذب میشود موقعی که تیغه را حرارت دهیم تا سرخ شود باز خاصیت فوق موجود است بنا بر این پرتوهاییکه تیغه سرخ شده منتشر میکند نیز باید پلاریزه باشد و شدت پرتو عادی بیش از شدت پرتو غیر عادی باشد . نتایج آزمایش پیمایشهای مذکور را ثابت میکنند. فلوگر بوسیله اسپکتروفوتومتر برای فروزه های قرمز با طول موج معینی نسبت توان تابش و توان جذب را هم برای پرتوهای عادی و هم برای پرتوهای غیر عادی سنجیده و نسبت ثابتی بدست آورده است

آزمایشهای بسیاری نیز برای اثبات نتایج حاصل از قانون کیرشهوف بعمل آمده که از لحاظ کیفیت صحت قانون را بخوبی نشان میدهد

از رابطه  $\frac{e_{\lambda}}{a_{\lambda}} = R_{\lambda}$  میتوان نتیجه گرفت چون  $R_{\lambda}$  محدود است اگر

برای جسم معینی در يك دمای معینی توان جذب  $a_{\lambda}$  صفر باشد باید توان تابش  $e_{\lambda}$  جسم مذکور نیز صفر باشد بنا بر این اگر جسمی بازگشت دهنده کامل یا پراکنده کننده کامل باشد لزوماً باید توان تابشی آن صفر باشد

اگر توان تابش  $e_{\lambda}$  صفر نباشد توان جذب هم لزوماً صفر نخواهد بود ( $R_{\lambda}$  محدود است) بنا بر این اگر جسمی میتواند فروزه هائی منتشر کند این جسم میتواند فروزه های مذکور را در همان دما جذب کند

عکس قضیه فوق صادق نیست زیرا ممکن است  $a_{\lambda}$  صفر نباشد ولی  $e_{\lambda}$

صفر باشد ( موقعی که  $E_{\lambda} = 0$  )

بنا بر این میتوان گفت برای اینکه جسمی بتواند فروزه‌ئی تابش کند لازم و کافی است که این جسم بتواند فروزه مذکور را جذب کند و بعلاوه جسم سیاه نیز در همان دما فروزه مذکور را تابش کند چون جسم سیاه در دمای عادی پرتوهای مرئی نمیتابد بنا به قضیه مذکور هیچ جسمی در دمای عادی منیر نتواند بود ( صرف نظر از اجسامی که دارای خاصیت تلسلوهستند که در اینجا مورد بحث نیست )

یك شیشه رنگی مقداری از فروزه‌های طیف مرئی را جذب میکند ( " مساوی صفر نیست )

ولی در دمای عادی هیچ فروزه مرئی تابش نمیکند زیرا جسم سیاه در این دما فروزه مرئی تابش نمیکند مثلاً يك شیشه قرمز تمام اشعه سبز طیف مرئی را جذب میکند بنابراین توان جذبش برای فروزه‌های مذکور تقریباً مساوی واحد است ولی در دمای عادی شیشه قرمز نور سبز نمیتابد زیرا جسم سیاه در این دما نور سبز نمیتابد

جسم سیاه در حدود ۵۰۰ درجه شروع بسرخ شدن میکند حوالی ۱۰۰۰ درجه زرد میشود در حدود ۱۲۰۰ درجه سفید و هر چه دما بالاتر رود نسبت پرتوهای بنفش زیاد میشود . يك جسم غیر مشخصی که توان جذب آن برای تمام پرتوها زیاد باشد تقریباً در همان دماهای مذکور برای جسم سیاه نورانی بنظر میرسد ولی اگر توان جذب آن کم باشد خیلی دیرتر نورانی میشود يك جسمی که بازگشت دهنده کامل یا پراکننده کامل باشد در هیچ دمائی تابش نمیکند اگر چند نقطه از سطح يك تکه فلز صیقلی شد در آنکه جسمی است بازگشت دهنده و یا يك قطعه چینی را که جسمی است پراکننده کننده با دوده پلاتین سیاه کرده و اجسام مذکور را در کوره الکتریکی حرارت

دهیم تا گداخته شود نقاط سیاه شده بیش از سایر قسمتهای سطح اجسام مذکور  
روشنائی منتشر میکنند و مانند نقاط درخشانی روی زمینه تاریکتر مشاهده میشوند  
همچنین يك جسم که انتقال دهنده کامل است تابش نمیکند

پیرو فسفات دو سدیم ذوب شده جسمی است که در اولین تقریب میتوان  
آنها کاملاً شفاف (انتقال دهنده کامل) دانست ( $a=0$ ) چنانچه مهره کوچکی  
از این جسم را بانتهای سیم پلاتین متصل کرده در کوره الکتریکی حرارت دهیم  
ملاحظه میکنیم هنگام ذوب قطره حاصل از پیروفسفات ذوب شده مرئی نیست  
(اشعه‌ای تابش نمیکند) در حالیکه سیم پلاتین کاملاً درخشان است و قتی که  
دمای کوره را کم کنیم قطره مذکور متبلور میشود چون در نتیجه تبلور و تشکیل  
شدن رده‌های مطابق خاصیت شفافیت جسم از بین رفته و کدر میشود در این حالت  
دیگر ضریب جذب صفر نیست و عملاً هم مشاهده میشود که مهره مذکور ضمن  
سرد شدن چند لحظه اشعه قرمز منتشر میکند و از سیم پلاتین درخشان تر بنظر  
میرسد. چنانچه مجدداً حرارت کوره را بالا ببریم تا موقعی که پیروفسفات ذوب  
نشده تابش میکند و درخشان است به جرد ذوب شدن شفاف شده و غیر مرئی میشود

بوسیله يك شعله که در آن بخارهای فلزی منتشر باشد تابش حرارتی انجام  
گرفته و طیف بامه‌ای (spectre de raies) تشکیل میشود چنانچه بخار مزبور  
بخار سدیم باشد شعله زرد رنگ و بامه مضاعف D تابش میشود. بنا به آنچه  
قبلاً گفته شد چنین شعله‌ای باید بتواند فروزه‌های مربوط به بامه D را جذب کند



اگر يك دسته اشعه از چشمه  $\beta$  كه طيف پيوسته تشكيل ميدهد از شعله مذکور عبور داده سپس روي اسپكتروسكوپ وارد كنيم بخار هاي موجود در شعله فروزه هاي مربوط به بامه D را كه در طيف پيوسته موجود است جذب ميكند از طرف ديگر خود شعله فروزه هاي مذکور را تابش ميكند . فرض كنيم  $\beta$  ياكوس الكترېكي باشد توان تابش آن كه تقريباً معادل توان تابش جسم سياه با دماي ۳۵۰۰ درجه است به مراتب بيش از توان تابش شعله سدیم است ( دما در حدود ۱۸۰۰ درجه ) بنا بر اين شدت فروزه هاي مربوط به بامه D كه بوسيله شعله تابش ميشود كمتر از شدت طيف است چون در اسپكتروسكوپ نگاه كنيم بامه D را مانند خط تيره اي روي زمينه روشن حاصل از طيف D ملاحظه ميكنيم . فرض كنيم دماي چشمه  $\beta$  كمتر از دماي شعله باشد اينك شدت فروزه هاي بامه D كه بوسيله شعله تابش شده بيش از شدت فروزه هاي مربوط به طيف  $\beta$  است و بامه D مانند خط روشني روي زمينه تاريكتر حاصل از طيف  $\beta$  مشاهده ميشود . ميتوان چشمه  $\beta$  را طوري انتخاب كرد كه بتوان دماي آنرا بتدريج زياد كرد و تغيير شكل D را بسهولت مشاهده نمود اين پديده كه به ديگر گونى بامه ها ناميده شده (renversement des raies) در بسياري مواقع از جمله سنجش دماي شعله ها مورد استفاده قرار ميگيرد

## فصل سوم

### توزیع انرژی در طیف جسم سیاه

۱۱ - قانون استفن بولتزمن - میخوایم تابع  $I(\lambda, T)$  که معرف توزیع انرژی در طیف جسم سیاه است پیدا کنیم يك. محفظه استوانه‌ای شکل خالی در نظر گیریم ضریب جذب دیواره ها صفر نیست و دمای آنها را میتوان باختیار میزان کرد دهانه استوانه بوسیله سنبه ای که صفحه داخلی آن بازگشت دهنده کامل است بسته شده سنبه میتواند در اثر فشار تابشی تغییر مکان بدهد

حالت دستگاه که شامل محفظه و پرتوهای موجود در آنست بسند متغیر  $T$  (دمای مطلق) و  $v$  (حجم استوانه) بستگی دارد. فرض میکنیم تغییر مکان سنبه خیلی کم است بطوریکه فشار تابشی که در موقع حرکت بر آن وارد میشود با فشار تابشی در موقع سکون تفاوتی ندارد و بوسیله رابطه  $P = \frac{U}{3}$  مشخص است در این رابطه  $U$  معرف چگالی انرژی است. انرژی کلی موجود در استوانه برابر

$$W = Uv \quad \text{است با}$$

موقعی که متغیرهای  $T$  و  $v$  در یک انتقال واگشتنی کوچک با اندازه  $dT dv$  تغییر کند انرژی داخلی استوانه با اندازه  $dW$  تغییر می کند. بنابراین اول ترمودینامیک میان کار و گرمای متبادل شده را بطه ذیل موجود است

$$dq = dW + p.dv + C.dt \quad ۸۷$$

$C$  ظرفیت گرمایی محفظه و  $C.dt$  گرماییست که برای بسا لا بردن دمای محفظه به کار رفته است برای سهولت تحریر گرمای  $(q)$  با واحد ارت منظور شده است.

چون در رابطه ۸۷ بجای  $W$  ر  $P$  مقادیرشان را بگذاریم

$$dq = d(Uv) + \frac{U}{\gamma} dv + C.dt$$

$$dq = (v \frac{dU}{dt} + C) dT + \frac{\xi}{\gamma} U.dv$$

$$ds = (\frac{v}{T} \frac{dU}{dt} + \frac{C}{T}) dT + \frac{\xi}{\gamma} U.dv$$

$ds$  باید دیفرانسیل کامل باشد یعنی

$$\frac{\partial}{\partial v} (\frac{v}{T} \frac{dU}{dt} + \frac{C}{T}) = \frac{\partial}{\partial T} (\frac{\xi}{\gamma} \cdot \frac{U}{T})$$

پس از اختصار با توجه باینکه  $(C)$  تابع حجم نیست نتیجه میشود

$$\frac{dU}{dt} = \xi \frac{dU}{T} \quad ۸۸$$

$$\text{Log.}U = \xi \text{Log.}T + \text{Log.}k$$

۱۹

$$U = aT^{\xi}$$

اگر این رابطه را با رابطه ۱۰ مقایسه کنیم خواهیم داشت

$$E = \frac{aC}{\xi\pi} T^{\xi} = AT^{\xi}$$

از طرف دیگر انرژی که بوسیله يك سانتیمتر مربع از سطح جسم سیاه

در تمام فضا منتشر میشود برابر است با

$$W = E = \pi AT^{\xi}$$

بنا بر این میتوان نوشت

۲۰

$$W = \delta T^{\xi}$$

نتیجه رابطه فوق را میتوان بشکل قانونی بدین طریق بیان کرد

کلیه انرژی که از طرف جسم سیاه بوسیله يك دسته اشعه معینی که دارای

تمام طول موجها هستند تابش میشود با قوه چهارم درجه حرارت مطلق آن

جسم متناسب است \*

استفن در سال ۱۸۷۹ قانون فوق را با استفاده از نتایج تجربی پیشنهاد نمود

پس از پنج سال بولتزمن با استفاده از اصول ترمودینامیک قانون را ثابت کرد در کتب

ترمودینامیک پاره ای قانون را با اسم قانون استفن و پاره ای تحت عنوان استفن بولتزمن

نام برده اند \*

۱۲ - اثبات تجربی قانون استفن - عده ای از محققین از جمله لومر

Lummer پرینگشایم Peringsheim کورل بوم Kurlbaum فری Jery ... در دماهای مختلف از ۱۰۰ تا حدود ۲۰۰۰ درجه سانتیگراد تجربیات متعددی برای اثبات تجربی قانون فوق بعمل آورده اند نتایج حاصل صحت قانون را ثابت میکنند . معمولاً تابش یک جسم سیاه را که مربوط به مقادیر نا بیتی از  $d\lambda$  و  $d\omega$  است روی گیرنده ایکه عموماً صفحه فازی سیاه شده است وارد میکنند و با سنجش تغییر درجه حرارت گیرنده ( با کسوپل ترموالکتریک یا با بولومتر ) میزان انرژی گرمائی جذب شده را تعیین میکنند

چنانچه دمای محفظه ایکه گیرنده در آن قرار دارد  $T_0$  و دمای جسم سیاه مورد مطالعه  $T$  باشد میزان انرژی مورد سنجش برابر است با

$$W = A(T^4 - T_0^4) \quad (۱۱)$$

اگر چنانچه دمای جسم سیاه نیز  $T_0$  بود گیرنده در دمای  $T_0$  در حال تعادل میماند و بعبارت دیگر هنگامیکه به گیرنده مقدار انرژی  $W' = AT_0^4$  میرسد گیرنده در دمای  $T_0$  در حال تعادل است . وقتی که دمای جسم سیاه  $T$  باشد مقدار انرژی  $W'' = AT^4$  دریافت میکند بنا بر این افزایش دمای گیرنده در نتیجه اختلاف دو انرژی مذکور یعنی  $W = A(T^4 - T_0^4)$  روی میدهد و نتیجه سنجش معرف انرژی  $W$  است پس برای اثبات قانون کلفینست نسبت شود نسبت  $\frac{W}{T^4 - T_0^4}$  مقدار یست پایا. عملاً دمای محفظه  $T_0$  در حدود دمای عادی مثلاً ۱۷ درجه سانتیگراد یا ۲۹۰ درجه مطلق است چون  $T$  از سه

برابر  $T_0$  تجاوز کند میتوان از  $T_0^*$  در مقابل  $T^*$  صرف نظر نمود و نسبت  $\frac{T^*}{W}$  را در نظر گرفت.

برای تعیین  $\delta$  با دقت کافی باید گیرنده ای بکار برد که بتواند تمام انرژی را که روی آن وارد میشود با هر طول موجی که باشد جذب کند آزمایشهای متعدد در این باب بوسیله عده ای از دانشمندان از جمله تساد Todd و آلن دینر Valendiner کارل بوچ Kurlbaum گراخ Gerlach و وان مولین Moulin بوئر Bauer کین Keene ماریاکا خانویش Maryakahanowicz انجام گرفته است نتایج حاصل اغلب متوافق و میان  $10^{-5}$  تا  $10^{-6}$  و  $10^{-5}$  تا  $10^{-6}$  در حدود  $10^{-5}$  است میتوان عدد  $10^{-5}$  تا  $10^{-6}$  را برای مقدار قطعی پایای مذکور اختیار کرد. واحدهای سنجش برای عوامل مختلفی که در فورمول دخالت دارند عبارتند از اریک - ستاینه - سانتیمتر م. ربع - درجه سانتیگراد

۱۳ - استفاده از قانون استفن برای سنجش دما - به علاوه موارد استعمالیکه قانون استفن برای تعیین انرژی تابشی دارد میتوان از این قانون برای سنجش دماهای زیاد استفاده نمود

اثبات تجربی قانون استفن بطوریکه دیدیم منوط به امکان سنجش دمای چشمه با وسایل معمولی دما سنجی است ولی با توجه باینکه قانون استفن نتیجه ای از اصول ترمودینامیک است میتوان با اطمینان کامل منطقه بکار بردن قانون را بسط داده و با سنجش انرژی تابشی کلی یک جسم سیاه دمای مطلق آن جسم را حساب کرد

طرز ساختمان آذر سنج هائیکه بر اساس قانون استفن برای سنجش دمای کوره های صنعتی ساخته شده است در کتاب گرما (صفحه ۴۱۵) مندرج است اینجا برای مثال قانون استفن را برای محاسبه دمای سطح خارجی خورشید بکار میبریم .

شمع خورشید را  $R$  و فاصله متوسط زمین تا خورشید را  $r$  نامیم چنانچه خورشید را بجسم سیاه تشبیه کنیم بنا بقانون استفن هر سانتیمتر مربع از سطح تابش کننده باندازه  $6T^4$  انرژی تابش میکند (در تمام جهات و برای تمام طول موجها) و کلیه انرژی که بوسیله تمام سطح کره خورشید تابش شده معادل  $4\pi R^2 6T^4$  خواهد بود . کره شمع  $r$  در نظر گیریم که خورشید را احاطه کرده باشد چنانچه مقدار انرژی باشد که بهر سانتیمتر مربع از سطح این کره میرسد تمام سطح آن باندازه  $4\pi r^2 W$  انرژی دریافت خواهد کرد . انرژی که بسطح کره رسیده همان انرژی است که آفتاب تابیده بنا بر این

$$4\pi R^2 6T^4 = 4\pi r^2 W$$

$$T^4 = \frac{W}{6} \left( \frac{r}{R} \right)^2 \quad ۲۲$$

آبت Abbot دورنو Dorno ویاسینک Wilsing مقدار انرژی  $W$  را که در هر ثانیه بر زمین میوسد بدقت سنجیده اند بدون اینکه راجع به عواملیکه در میزان و تغییرات  $W$  در مواقع مختلف دخالت دارند وارد بحث شویم میتوان با در نظر گرفتن مقدار انرژی که بوسیله هوای جوی جذب میشود  $W$  را معادل  $0.2$  کالری

در دقیقه یا  $10^7 \times 18 \times 4 \times 10^4$  اراک در ثانیه محسوب داشت با توجه باینکه قطر ظاهری آفتاب ۳۲ دقیقه یا ۰.۰۰۹۲ رادیان است برای  $\frac{r}{R}$  مقدار ۲۱۴ نتیجه میشود چون این مقادیر را در رابطه فوق بگذاریم خواهیم داشت

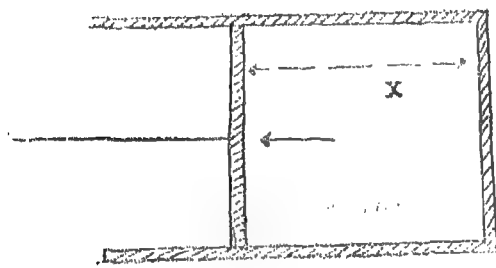
$$T = \sqrt[4]{\frac{6.52 \times 10^{10} : 5.72 \times 10^{-5}}{1140 \times 10^{12}}} = 5810^\circ K$$

دمای فوق دمای جسم سیاهی است که در مکان خورشید قرار داشته باشد و همان اندازه انرژی بزمین بفرستد در واقع تابش خورشید کاملاً مانند تابش جسم سیاه نیست زیرا توان تابشی آن با امتداد تغییر کرده و تابع قانون لامبر نیست برای اشعه مرئی توان تابشی در مرکز بیش از لبه های آنست . مطالعه چگونگی تابش خورشید مبحثی است مفصل ( بکتاب تابش مراجعه شود ) در اینجا منظور ما فقط بیان یکی از موارد استعمال قانون استفن است .

۱۴ - قانون وین - وین با انضمام اصل دوپلر فیزو به نتایج حاصل از اصول ترمودینامیک موفق شده است شرائطی را که تابع  $T(\lambda)$  باید واجد باشد بدست آورد يك استوانه تهی در نظر گیریم که بوسیله سنبه ای بسته میشود ( شکل ۷ ) فرض میکنیم تمام دیواره های استوانه و همچنین قاعده و سطح سنبه به سازگشت دهنده کامل باشند در چنین حالتی توان جذب و تران تابش آنها صفر است و نمیتواند با فراگیر داخلی که مملو از تابش است گرما مبادله کنند چنانچه سنبه را بتدریج فروبریم میتوان تابشها را بطور واگشتنی متراکم نمود . چنین بنظر میرسد تابش



که در چنین محفظه‌ای در حال تعادل است می‌تواند غیر مشخص باشد مثلاً اگر یک



شکل ۷

تابش بکرنک در محفظه  
وارد شود این تابش الی  
الابد بحال خود باقی  
مانده بدون آنکه دیواره  
ها بتوانند چیزی بر آن  
افزوده و یا از آن بکاهند

ولی کافیست که در محفظه کوچکترین ذره جسم حقیقی  $M$  وجود داشته باشد تا میان تابشها و این جسم میانه انرژی صورت گیرد زیرا ضریب جذب جسم  $M$  نمیتواند برای هیچ طول موجی کاملاً صفر باشد با توجه با آنچه در باب قانون کریشمف گفته شد میتوان ثابت کرد که تعادل برقرار نمیشود مگر هنگامیکه تابش موجود در محفظه تابش عادی مربوط بدمای  $T$  جسم  $M$  باشد.

چنانچه تراشم تدریجی با حضور جسم  $M$  صورت گیرد تابش همواره با جسم  $M$  در حال تعادل باقی مانده و همان تابش عادی مربوط بدمای جسم خواهد بود. اینانگ انتقال بی در رو شامل جسم  $M$  و تابش موجود در محفظه است و مترادف با تغییر دما و انرژی  $M$  میباشد ولی چگون میتوان جسم  $M$  فوق العاده کوچکی اختیار کرد تغییرات انرژی آن در مقابل تغییرات انرژی تابشی موجود در محفظه غیر قابل ملاحظه است.

فرس میکنیم تابش موجود در محفظه تابش مربوط بدمای تعادل  $T$  باشد.

حجم و حفظه و انرژی مربوط بواحد حجم را بترتیب  $v$  و  $U$  نسامیم کلیه انرژی موجود در محفظه مساوی  $Uv$  است - انرژی  $U$  فقط تابع دماست \*

چون حجم و دما با اندازه  $dv$  و  $dT$  تغییر کند انرژی با اندازه  $Udv + vdU$  تغییر میکند \* در انتقال بی دررو مورد نظر این تغییر انرژی معادل کار  $-pdv$  است که در مقابل فشار تابشی انجام گرفته است چون  $P = \frac{U}{3}$  نتیجه میشود

$$Udv + vdU = - \frac{U}{3} dv$$

$$23 \quad \frac{4}{3} \frac{dv}{v} = - \frac{dU}{U}$$

بنا بقانون استنن داریم

$$U = 61^4$$

$$dU = 46^3 f dT$$

$$\frac{dU}{U} = \frac{4dT}{T}$$

چون این مقدار  $\frac{dU}{U}$  را در رابطه ۲۳ بریم نتیجه میشود

$$24 \quad \frac{1}{3} \frac{dv}{v} = - \frac{dT}{T}$$

با توجه باصل استقلال فروزه های تکنام میتوان استدلال فوق را نسبت بهر

يك از فروزه ها بکار برد ولی هنگامیکه سنبه را تغییر مکان دهیم انعکاس روی جسمی که در حالت حرکت است صورت میگیرد و بنا بقانون دوپلر فیزو طول موج فروزه

منعکس شده تغییر میکند. فرض کنیم  $x$  فاصله سنبه از ته استوانه و  $x'$  سرعت آن باشد ( $x'$  خیلی کوچک است) در نتیجه يك انعكاس هنجاری بنا بقانون دوپلر فیزو طول موج از  $\lambda$  به  $\lambda_1$  تغییر میکند که در آن  $c$  سرعت سیر نور است

$$\lambda_1 = \lambda \left( 1 + \frac{v x'}{c} \right) \quad 25$$

میتوان رابطه را بشکل  $\lambda_1 = \lambda + h$  نوشت که در آن

$$h = 2\lambda \frac{x'}{c} \quad 26$$

فروزه ای که بطور هنجار بوسیله سنبه منعکس شده پس از اینکه به ته استوانه رفته و بوسیله آن منعکس میشود یعنی طول  $2x$  که دو برابر طول استوانه است میپیماید مجددا روی سنبه میتابد. زمان لازم برای پیمایش این فاصله  $\theta = \frac{2x}{c}$  و در طول زمان  $t$  تعداد  $n$  بار انعکاس روی سنبه صورت میگیرد و طول موج باندازه  $nh$  تغییر میکند

$$n = \frac{t}{\theta} = \frac{ct}{2x} \quad nh = \lambda \frac{x't}{x}$$

با توجه باینکه فقط  $\frac{1}{3}$  انرژی در امتداد هنجار بر سنبه سیر میکند و  $\frac{2}{3}$  دیگر در سطح عمود بر این ام. تداد (موازی بسا سطح بازگشت دهنده) سیر میکنند که طول موجشان تغییر نمیکند. اگر انرژی تابشی مورد مطالعه را که در ابتدا مربوط به فروزه های تکفام بوده در انتهای زمان  $t$  بوسیله  $I$  نمایش دهیم و  $\Phi(\lambda)$  تابعی باشد که توزیع انرژی را در این میحفظه نمایش میدهد [1]

شامل دو قسم انرژی است  $\frac{1}{\lambda}$  مربوط به تابشهای با طول موج  $\lambda + nh$  و  $\frac{2}{\lambda}$  مربوط به تابشهای با طول موج  $\lambda$  است بنا بر این

$$27 \quad U = \frac{2}{\lambda} \Phi(\lambda) + \frac{1}{\lambda} \Phi(\lambda + nh)$$

چنانچه جمله دوم طرف راست رابطه فوق را بنا بقضیه نهوهای محدود

بسط دهیم نتیجه میشود

$$U = \frac{2}{\lambda} (\lambda) + \frac{1}{\lambda} \Phi(\lambda) + \frac{1}{\lambda} nh \Phi'(\lambda) = \Phi(\lambda) + \frac{nh}{\lambda} \Phi'(\lambda)$$

$$28 \quad U = \Phi \left( \lambda + \frac{nh}{\lambda} \right)$$

از این رابطه چنین استنباط میشود که انرژی کلی که در بدو امر مربوط

به طول موج  $\lambda$  بود پس از زمان  $t$  مربوط به طول موج  $\lambda + \frac{nh}{\lambda}$  میشود

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{nh}{\lambda^2} : \lambda = \frac{1}{\lambda} \frac{x^4 t}{x}$$

$x^4 t$  معرف تغییر مکان سنبه است و میتوان آنرا با  $\Delta x$  نمایش داد

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{\Delta x}{x} = \frac{1}{\lambda} \frac{\Delta v}{v}$$

چون  $x^4$  خیلی کوچک است تغییرات  $\Delta v$  و  $\Delta \lambda$  نیز خیلی کوچک

است و میتوان نوشت

$$29 \quad \frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{dv}{v}$$

و چون بجای  $\frac{dv}{v}$  مقدارش را از رابطه ۲۴ بگذاریم

$$30 \quad \frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{dT}{T}$$

$$31 \quad \lambda T = \text{etc.}$$

در تراکم تکدما طول موج هر فروزه ای به نسبت عکس زمانی مطلق تغییر

میکند. • اینک میخواهیم انرژی فروزه هائیکه طول موج آنها میان  $\lambda$  و  $\lambda + \Delta\lambda$

است حساب کنیم انرژی در هر سانتیمتر مکعب معادله است با  $\frac{4\pi}{c} E_{\lambda} \cdot \Delta\lambda$  و فشار

تابشی مساویست با  $P = \frac{4\pi}{3c} E_{\lambda} \cdot \Delta\lambda$  انرژی کلی محتوی در استوانه  
مساویست با

$$U = \frac{4\pi}{c} v E_{\lambda} \cdot \Delta\lambda$$

چنانچه بنویسیم در تراکم تکدما افزایش انرژی  $dU$  مربوط بکار  $-pdv$

در یافت شده است نتیجه میشود

$$32 \quad dU = \frac{4\pi}{c} v E_{\lambda} \cdot \Delta\lambda \left( \frac{dv}{v} + \frac{dE_{\lambda}}{E_{\lambda}} + \frac{d(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda} \right) = - \frac{4\pi}{3c} v E_{\lambda} \cdot \Delta\lambda \cdot \frac{dv}{v}$$

تغییر نسبی  $\frac{d\lambda}{\lambda}$  بستگی به مقدار طول موج نداشته و مساوی  $-\frac{dT}{T}$  است

همچنین است نسبت  $\frac{d(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda}$  از طرف دیگر  $\frac{dv}{v} = -\frac{dT}{T}$  بنابراین رابطه

32 را میتوان بشکل ذیل نوشت

$$-3 \frac{dT}{T} + \frac{dE}{E} - \frac{dT}{T} = \frac{dT}{T}$$

$$33 \quad \frac{dE}{E} = 0 \quad \frac{dT}{T}$$

$$\frac{E_{\lambda}}{T_0^5} = \text{etc.}$$

برای فروزه هائیکه طول موجشان به نسبت عکس دمای مطابق تغییر میکند توان تابش جسم سیاه به نسبت قوه پنجم دمای مذکور تغییر میکند .

با استفاده از قانونهای فوق میتوان موقعیکه منحنی توزیع انرژی مربوط به يك دمای  $T$  در دست باشد منحنی مربوط به دمای  $T'$  را بدست آورد

بنا بر قانون اول داریم  $\lambda T = \text{etc.} = \lambda' T'$  پس بهر طول موج  $\lambda$

در دمای  $T$  طول موج  $\lambda = \frac{T}{T'} : \lambda'$  در دمای  $T'$  در دمای  $T'$  مربوط

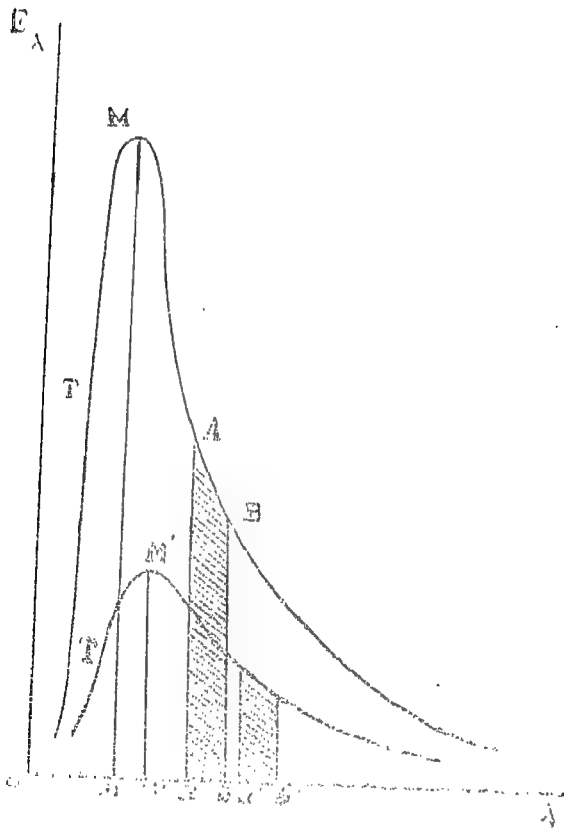
است اگر توان تابش برای اولی در دمای  $T$  مساوی  $E_{\lambda}$  باشد توان تابش برای

دومی در دمای  $T'$  مساوی  $E_{\lambda'}(\frac{T}{T'})^5$  است زیرا

$$\frac{E_{\lambda}}{T_0^5} = \frac{E_{\lambda'}}{T_0^5}$$

بنابراین برای ترسیم منحنی دوم کافیت که عرضها را بر خارج قسمت دو دمای مطلق تقسیم و طولها را در قوه پنجم خارج قسمت مذکور ضرب کردیم تعیین منحنی بدین طریق و انطباق آن با منحنی تجربی که برای دمای  $T_1$  مستقیماً رسم شود وسیله ای برای اثبات تجربی قانون وین است . در شکل های ۸ و ۹ منحنی های مربوط به چند دمای مختلف رسم شده است هر يك از منحنی ها دارای يك ماكزیمم  $M$  مربوط به طول موج  $\lambda_m$  و يك قدرت تابش  $E_m$  میباشد. مطالب مذکور

تحت عنوان قوانین تغییر منحن وین و بشرح ذیل بیان میشوند :



شکل ۸

طول موجی که برای  
آن توان تابشی جسم  
سیاه ماکزیموم است به  
نسبت عکس دمای مطلق  
تغییر میکند

$$T \lambda_m = b$$

شدت تابشی ماکزیموم  
جسم سیاه به نسبت توان  
پنجم دمای مطلق تغییر  
میکند

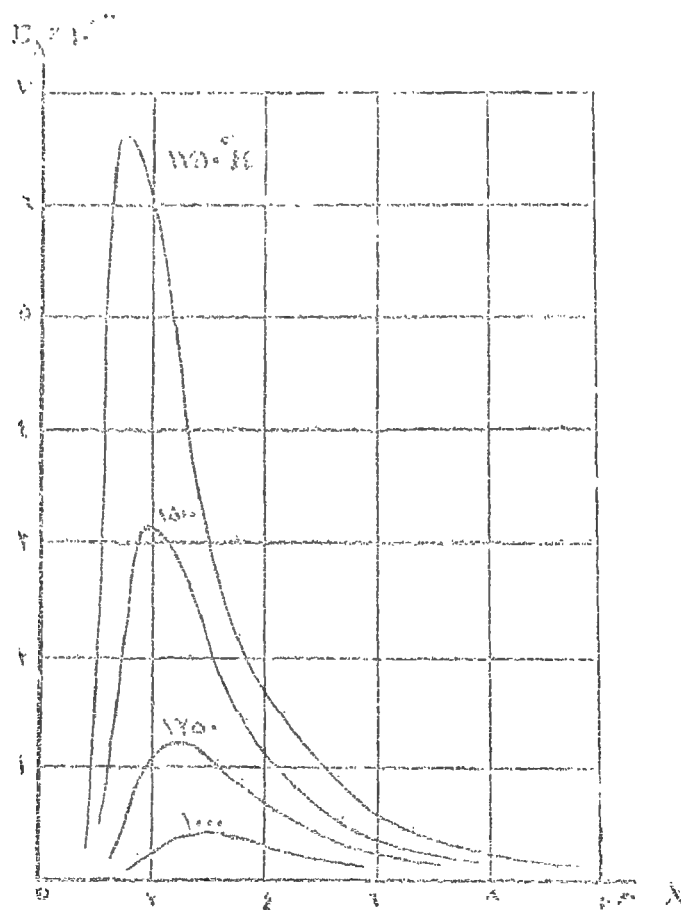
$$E_m = BT^5$$

نسبت قائم ن فوق  
بسی سیاه آزه سایشهای  
متعددی که در دما های

مختلفه ای از ۱۰۰ تا ۱۵۰۰ درجه سانتیگراد به عمل آمده ثابت شده است . چون  
طول موج را با میکرون و دما را با درجه سانتیگراد سنجش کنیم برای اعداد  
۸۸۵ را نتیجه میشود

هر چه دمای جسم سیاه زیاد تر شود طول موج  $\lambda_m$  کمتر میشود

در بوط باشعه آفتاب با در نظر گرفتن جذب جوی در حدود ۰.۴۷ میکرون است  
 برای چشمه ای که دمای آن ۳۹۰۰ درجه باشد  $\lambda_{max}$  در حدود ۰.۷۵ میکرون  
 است برای چشمه های معمولی زمینی که دمای آنها کمتر از ۳۹۰۰ درجه است طول  
 موج ماکزیموم در منطقه دون قرمز واقع و مرئی نیست



شکل ۹

۹۵ — قرموز پلانک بنا به قانون وین چنانکه روی دو منحنی توزیع



انرژی مربوط بدو دمای مختلف دو نقطه انتخاب کنیم که برای هر دو نقطه حاصل ضرب  $\lambda T$  یکی باشد مقادیر  $E_{\lambda, T}$  مربوط به این دو نقطه با قوه پنجم دمای مطلق متناسب است و یا بعبارت دیگر چنانچه مقادیر  $\lambda$  و  $T$  را طوری تغییر دهیم که حاصل ضرب  $\lambda T$  ثابت ماند خارج قسمت  $\frac{E_{\lambda, T}}{T^5}$  نیز ثابت خواهد ماند بنا بر این میتوان نوشت

$$\frac{E_{\lambda, T}}{T^5} = f(\lambda T)$$

$$E_{\lambda, T} = T^5 f(\lambda T) \quad 35$$

که در آن  $f$  فقط تابعی است از  $\lambda T$

چنانچه بنویسیم  $\Phi(\lambda T) = (\lambda T)^5 \cdot f(\lambda T)$  رابطه 35 را میتوان بشکل ذیل نوشت

$$E_{\lambda, T} = \lambda^{-5} \Phi(\lambda T) \quad 36$$

رابطه اخیر که بر اساس اصول ترمودینامیک برقرار شده موقعی کامل خواهد شد که بتوان شکل تابع  $\Phi$  را مشخص نمود

عده از دانشمندان از قبیل ویین Wien، تیزن Theisen، لرد رایله

Lord Rayleigh، لومر Lummer، یانک Janke و پلانک Planck فرمولهائی برای  $\Phi(\lambda T)$  پیشنهاد کرده اند، فرمولیکه به در منطقه طول موجهای

بزرگ و چه برای طول موجهای کوچک با نتایج تجربی بر تروفسن میدهد فرمول پلانک است

$$E_{\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{C_2 e^{\frac{C_3}{\lambda T} - 1}}$$

مقادیر عددی پایاهای  $C_1$  و  $C_2$  عبارتند از

$$C_1 = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ c.g.s.}$$

$$C_2 = 1.432 \text{ c.g.s.} = 14320 \text{ میکرون درجه}$$

فرمول پلانک بر اساس نظریاتی که تئوری کوآنتا را تشکیل میدهند مبتنی است بیان مفصل آن خارج از حدود این جزوه است موضوع در کتاب تابش مورد مطالعه و بحث قرار گرفته طالبین را بمطالعه آن مراجعه میدهیم

جدول ۳۲ پایاہی فزیکس عناصر

شماره اتمی	اسم عنصر	نماد	وزن اتمی	حالت فزیکس	نقطہ ذوب	نقطہ جوش	گرمای ذوب	گرمای اطاق	گرمای ذوب
۱	۲	۳	۴	۵	۶	۷	۸	۹	۱۰
۱	Hydrogen	H	۱.۰۰۸	—	—	—	—	—	—
۲	Helium	He	۴.۰۰۳	۰.۹۲	—	—	—	—	—
۳	Lithium	Li	۶.۹۴۰	۰.۵۳۴	۴۵۹	> ۱۶۷۰	I-S ۱۰۹۳	I-S ۱۰۹۳	—
۴	Beryllium	Be	۹.۰۲	۱.۵۸۳	۱۵۵۴	۱۷۷۰	I-S ۰.۴۲۵	I-S ۰.۴۲۵	—
۵	Boron	B	۱۰.۸۱	۲.۵	۲۵۰۰	تعیید	I-S ۰.۳۰۷	I-S ۰.۳۰۷	—
۶	Carbon	C	۱۲.۰۱۰	۲.۵۲	۳۷۷۰	۴۴۷۰	R ۰.۹۱۶	R ۰.۹۱۶	—
۷	Nitrogen	N	۱۴.۰۰۸	۱.۰۷۹ (۷۷K)	۶۳	۷۷۰	۰.۲۸	۰.۲۸	—
۸	Oxygen	O	۱۶.۰۰۰	۱.۵۲	۵۴	۹۰.۳	۰.۳۵	۰.۳۵	—
۹	Flourine	F	۱۹.۰۰	۱.۵۱۱ (۸۶K)	۵۰	۸۶	—	—	—
۱۰	Neon	Ne	۲۰.۱۸۳	?	۲۴۵	۲۷.۳	—	—	—
۱۱	Sodium	Na	۲۲.۹۹۷	۰.۹۷۹	۳۷۰.۵۸	۱۱۵۰	I ۰.۶۸۳	I ۰.۶۸۳	۲۷.۵

بقیہ جدول ۳۲

۹	۸	۷	۶	۵	۴	۳	۲	۱
۴۷۵۰	R-S ۰۲۴۷	۱۳۹۰	۹۳۲	۱۷۷۴	۲۴۳۲	Mg	Magnesium	۲۲
۹۲۲۴	R-S ۰۲۱۷	۲۰۷۰	۹۳۰	۲۵۷۰	۲۶۹۷	Al	Aluminium	۱۳
-	R ۰۲۱۷	۴۷۷۰۴	۱۶۸۸	۲۵۳۲	۲۸۵۰۶	Si	Silicon	۱۴
۵	R-S ۰۲۷۷ R ۰۲۰۲	۶۶۰	-	۲۵۳۲ ۲۵۳۲	۳۱۵۰۲	P	Phosphorus	۱۵
۹	R ۰۲۱۷۳	۷۱۷۵۸	۳۸۸	۲۵۰۷	۳۲۵۰۹	S	Sulphur	۱۶
-	R ۰۲۲۷	۲۳۸۵۶	۱۷۱	۲۵۴۹	۳۵۳۵۷	Cl	Chlorine	۱۷
-	-	۸۷	۸۵	۱۷۵ (۸۸K)	۳۹۹۴۴	A	Argon	۱۸
۱۶	R ۰۲۱۹	۱۰۳۱	۳۳۵۰۷	۰۲۸۶۲	۴۹۵۰۹۶	K	Potassium	۱۹
-	R ۰۲۱۴۹	۱۴۴۰	۱۱۲۴	۱۵۵۰	۴۰۵۰۸	Ca	Calcium	۲۰
-	-	-	-	-	۴۵۵۰۰	Sc	Scandium	۲۱
-	R ۰۲۱۰۳	-	۲۰۱۳	۴۵۰	۴۷۵۸۰	Ti	Titanium	۲۲
-	I-S ۰۲۱۱۵	-	۱۹۹۳	۶۵۰	۵۰۵۱۵	V	Vanadium	۲۳
۲۲	I ۰۲۱۰۴	۲۴۷۰	۲۱۰۳	۷۵۱	۵۲۵۰۱	Cr	Chromium	۲۴
-	I-S ۰۲۱۱۰	۲۱۷۰	۱۵۱۵	۷۲۹	۵۴۵۰۳	Mn	Manganese	۲۵
۴۹	I ۰۲۱۰۴۵	۲۷۲۰	۱۸۰۳	۷۵۸۷	۵۵۵۸۴	Fe	Iron	۲۶

آبجدول ۳۲

۱	۲	۳	۴	۵	۶	۷	۸	۹
۵۸	R-S	۰.۱۰۴	۲۱۷۰	۱۷۵۲	۸۷۱	۵۸۵۴	Co	Cobalt
۷۵	R-S	۰.۱۰۹	۲۱۰۰۹	۱۷۲۵	۸۷۸	۵۸۷۹	Ni	Nickel
۴۲	R-S	۰.۰۹۲	۲۵۸۰	۱۲۵۱	۸۷۲	۲۲۵۷	Cu	Copper
۲۷, ۲۸	I	۰.۰۹۲	۱۱۹۰	۲۹۱	۷۲۱	۲۵۲۸	Zn	Zinc
-	R	۰.۰۷۹	-	۲۰۲۵	۵۹۵	۲۹۷۲	Ga	Gallium
-	I-S	۰.۰۷۴	-	۱۲۲۲	۵۴۷	۷۲۱۰	Ge	Germanium
-	I-S	۰.۰۶۸	۷۲۰	-	۵۷۲	۷۴۹۱	As	Arsenic
-	۰.۰۹۵	۹۷۰	۴۹۰	۵۷۲	۷۸۹۷	۷۸۹۷	Se	Selenium
۱۶	(S, ۰.۰۸۴) (R, ۰.۰۷۷)	۲۲۲	۲۲۵۲	۱۰۴	۲۲۱۰۲	۷۹۹۷	Br	Bromine
-	-	۱۲۱۲۵	۱۰۴	I	۲۲۱۰۲	۸۲۷	Kr	Krypton
-	۰.۰۸	۹۷۹	۲۱۱۷	۱۰۵۲	۱۰۵۲	۸۵۴۸	Rb	Rubidium
-	-	۱۴۲۲	۱۰۴۴	۲۲۵	۷۲۵	۸۷۲۲	Sr	Strontium
-	-	-	-	-	۲۲۸۲	۸۷۹۲	Y	Yttrium
-	I-S	۰.۰۷۷	-	۵۰۱۹۷	۲۲۵	۹۱۲۲	Zr	Zirconium

۱	۲	۳	۴	۵	۶	۷	۸	۹
۱	۲	۳	۴	۵	۶	۷	۸	۹
۳۱	Nb	Niobium (Co - lumbium Cb)	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۳۲	Mo	Molybdenum	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۳۳	Ru	Ruthenium	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۳۴	Rh	Rhodium	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۳۵	Pd	Palladium	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۳۶	Ag	Silver	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۳۷	Cd	Cadmium	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۳۸	In	Indium	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۳۹	Sn	Tin	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۴۰	Pb	Antimony	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۴۱	Te	Tellurium	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۴۲	I	Iodine	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۴۳	Xe	Xenon	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷
۴۴	Cs	Cesium	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷	۱۰۱۵۷

جدول ٢٢

١	٢	٣	٤	٥	٦	٧	٨	٩
١	٢	٣	٤	٥	٦	٧	٨	٩
١٠٠	Barium	١٣٧,٣٣	١٣٨,٩٧	١٣٧,٥٠	٩٧٧	١٤١٠	٠,٠٧	R
١٠١	Lanthanum	١٣٨,٩٧	١٣٨,٩٧	١٣٧,٥٠	١٠٩٩	—	٠,٠٤٥	I S
١٠٢	Cerium	١٤٠,٩١	١٤٠,٩١	١٣٧,٥٠	٨٩٦	١٦٧٠	٠,٠٤٥	I-S
١٠٣	Praseodymium	١٤٠,٩١	١٤٠,٩١	١٣٧,٥٠	١٣١٣	—	—	—
١٠٤	Neodymium	١٤٤,٩٧	١٤٤,٩٧	١٣٧,٥٠	١١١٣	—	—	—
١٠٥	Samarium	١٥٠,٩١	١٥٠,٩١	١٣٧,٥٠	١٣٣٣	—	—	—
١٠٦	Eurprium	١٥٠,٩١	١٥٠,٩١	—	—	—	—	—
١٠٧	Gadolinium	١٥٧,٩١	١٥٧,٩١	١٣٧,٥٠	—	—	—	—
١٠٨	Terbium	١٥٨,٩١	١٥٨,٩١	—	—	—	—	—
١٠٩	Dysprosium	١٦٢,٩١	١٦٢,٩١	—	—	—	—	—
١١٠	Helmium	١٦٣,٩١	١٦٣,٩١	—	—	—	—	—
١١١	Erbium	١٦٧,٩١	١٦٧,٩١	١٣٧,٥٠	—	—	—	—
١١٢	Thulium	١٦٨,٩١	١٦٨,٩١	—	—	—	—	—
١١٣	Ytterbium	١٧٣,٩١	١٧٣,٩١	—	—	—	—	—
١١٤	Lutetium	١٧٥,٩١	١٧٥,٩١	—	—	—	—	—

۱	۲	۳	۴	۵	۶	۷	۸	۹
۷۲	Hf Hafnium	Rn	۲۲۲	—	—	—	—	—
۷۳	Ta Tantalum	Po	۲۰۹٫۵۸	—	—	—	—	—
۷۴	W Tungsten	Bi	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۷۵	Re Rhenium	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۷۶	Os Osmium	Tl	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۷۷	Ir Iridium	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۷۸	Pt Platinum	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۷۹	Au Gold	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۸۰	Hg Mercury	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۸۱	Thallium	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۸۲	Lead	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۸۳	Bismuth	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۸۴	Polonium	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۸۵		Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—
۸۶	Radon	Pb	۲۰۸٫۹۸۰	—	—	—	—	—



[illegible]

1	2	3	4	5	6	7	8
—	—	—	127	—	127.00	Ra	Radium
—	—	—	—	—	127.00	Ac	Actinium
—	I—S. 2.78	—	127	—	127.00	Th	Thorium
—	—	—	—	—	127	U	Uranium
—	I—S. 2.7	—	127	127	127.00	U	Uranium

## فهرست منابع مطالعه

- ۱ — Bieiz Fritz. Z. Physik ۴۴ ۸۱ (۱۹۲۵)
- ۲ — Bleoh, E. Theorie CINETIQUE Des Gaz,  
Armand Colin Paris
- ۳ — Boltzmann Vorlesungen über die Gas Theorie  
Johann Ambrosius Barth. Leipzig  
Boltzmann Lecons sur la théorie des gaz  
(Traduction Gallotti et Bénard)  
Gautier-Villars Paris
- ۴ — Born, Max Phys. Z. ۴۹, ۵۷۸, (۱۹۲۰)
- ۵ — Brown F.C., Phil. Mag. ۹۶ (۱۹۰۸) pp ۳۵۳ ۸۹,  
۹۸ (۱۹۰۹) p. ۶۸۱
- ۶ — Bruhat Cours de Thermodynamique,  
Masson Paris
- ۷ — Boardman Proc. Roy. Soc. ۹۶۳ A (۱۹۲۷)  
& Wild p. ۵۱۶
- ۸ — Breitenbach Ann. d. Physik ۶ p. ۱۶۸ (۱۹۰۱)

17—	Blankenstein	Phy. Rev. 42 P. 582 (1923)
18—	Chapman	Phil. Trans. Roy. Soc. 411 A (1912) p. 435 and 417 A (1915) p. 279
19—	Clausius	Die Kinetische Theorie, der Gase, F. Vieweg und Son Braunschweig Phil. Mag. Aug. (1870) Ann. Physik 4 124, 141 (1870) " " 4 287 (1880) Z. Physik, 11 471 (1920) Ann. Physik, 12 121 (1922) Physica, 4 70 (1929)
20—	Clausius, P.	
21—	Cohen and Ellet.	Phys. Rev. 42 p. 502 (1927)
22—	Cotton & Mutton	Bruhat Cours d' Optique,
23—	Debye p. 2	Ann. Physik. 49 789 (1912)
24—	Dieterici	Wied. Ann. 70, (1898) p. 823 & 79, (1899) p. 780
25—	Dunoyer	Comptes Rendus. 102 (1911) 592

- |      |                 |   |
|------|-----------------|---|
| 10 — | Dunoyer         | Le Radium 1(111) P.122  |
| 11 — | Einstein        | Ann. Physik 17, p. 120, (1900)  |
|      | «               | « 129 «   |
|      | «               | « 19, 271, (1907)   |
| 12 — | Ellet           | Phys. Rev. 52, p. 502, (1927)   |
| 13 — | Enskog          | Kinetische Theorie der Vorgänge<br>in mässig verdünnten Gasen, Inaug.<br>Dissertation, Upsala, 1917                             |
| 14 — | Eucken          | Phys. Zeitschr. 14, p. 222, (1913)  |
| 15 — | Fraser, R.G.J., | Molecular rays, Cambridge<br>University press, Cambridge, (1931)  |
| 16 — | Gerner          | Phys. Rev. 10, p. 709 (1920)  |
| 17 — | Jeans           | The dynamical theory of gases,<br>Cambridge University press,<br>ditto, Traduction Francaise, par<br>A. Clerc, Blanchard Paris. |
|      | «               | An Introduction to the Kinetic<br>Theory of Gases Cambridge University<br>Press, (1926)   |

- 43 — Johnston & Chapman J. American Chem. Soc. 55,  
 103-112, (1933)  
 " Walker J. American Chem. Soc. 55,  
 112-117, (1933)  
 " Dawson J. American Chem. Soc. 55,  
 2744-53 (1933)  
 " Dawis J. American Chem. Soc. 56  
 271-76 (1934)  
 " " J. American Chem. Soc. 56  
 1.45-57 (1934)  
 44 — Kassel J. American Chem. Soc. 56  
 1838-52 (1934)  
 45 — Keesom, Comm. Phys. Lab. Leiden,  
 Supp. 25B (1912), p. 32  
 46 — Ko, e.c. J. F. Inst. 217, p. 173, (1934)  
 47 — Knudsen M. Ann. Physik. 18, p. 70 (1909)  
 " " 299, "  
 " 33 8.9 (1910)

- |                              |   |
|------------------------------|---|
| 27 — Kundsen M.              | Ann. Physik, 22 092, (1911)   |
| “                            | “ 21 200 (1910)   |
| “                            | “ 22 1220 (1911)  |
| “                            | “ 22 111 (1910)   |
| “                            | The Kinetic Theory of Gases,<br>Methuen, (1922)   |
| 28 — Kundt & Warburg         | Pogg. Annalen, 100, p.<br>227 (1870)  |
| 29 — Lammerl.                | Zeitschr. f. Phys. 57, p. 222 (1929)  |
| 30 — Langevin                | Compt. Rend. 197, p. 520, (1908)  |
| 31 — Loeb L. B.              | The Kinetic Theory of Gases,<br>Mc Graw-Hill Book Company<br>Inc. New York & London, 1922 |
| 32 — Lorentz H.A.            | Lectures on Theoretical Physics<br>Macmillan & Co. London,<br>1927                        |
| 33 — Maxwell                 | Phil. Mag. Jan. & July. (1870)  |
| “                            | Collected Works.  |
| 34 — Meissner &<br>Scheffers | Phys. Zeitschr. 22 p. 172 (1922)  |

- ٣٥ — Michels & Gibson. Proc. Roy. Soc. ١٢٢ A p. ٣٠٧ (١٨٣١)  
 ٣٥ — Milikan Phy. Rev ٢٨ p. ٢١٧ (١٨٣١)  
 ٣٦ — Perrin Les idées Modernes sur la  
 Constitution de la matiere  
 Gauthier-Villars Paris ١٨٨٣  
 « Les Atomes, Alcan Paris ١٨٨٣  
 « La théorie du rayonnement et les  
 Quanta Gauthier-Villars, Paris ١٨٨٢  
 ٣٧ — Planck Verh. Deut. Phys. Ges. p. ٢٢٧ (١٨٠٠)  
 « Ann. Physik ٢ ٥٥٢ (١٠٩١)  
 « « ٥ ٥٦٤ «  
 « « ٦ ٨١٨ «  
 « « ٩ ٦٢٩ «  
 ٣٨ — Poiseuille, Compt. Rend. ٨٨ pp. ٩٦٨ ١٠٤١ (١٨٤٠)  
 « Compt. Rend. ٨٢ p. ١١٢ (١٨٤١)  
 « Compt. Rend. ٨٥ p. ١١٦١ (١٨٩٢)  
 ٣٩ — Richardson & Phil Mag. ٨٦ pp ٣٥٢ ٨٩٠ (١٩٠٨)  
 F. C. Brown

- ૨૧ — Ribardson & Phil. Mag. ૧૧ ૨૧૧ (૧૧૦૧)  
 F. C. Brown  
 ૨૨ — Ribaud. G. Journal de. Phys. VII, ૧ p. ૦૦ (૧૧૨૦)  
 ૨૩ — Rowshan— Contribution a la determination des  
 Amanatollah, Temperatures des Flammes Paris  
 ૨૪ — Sarrau Compt. Rendu. ૧૧૯ pp. ૨૨૧ ૧૧૧  
 ૧૨૦ (૧૧૧૨)  
 ૨૫ — Smoluchowski Bull. Intern. Acad-Sci Cracovie p.  
 ૦૪૪ (૧૧૦૨) Dec (૧૧૦૪)  
 ૨૬ — Stern Zeitschr. f. Phys. ૨ p. ૨૧ (૧૧૨૦)  
 “ “ “ ૨ ૨૧૪ “  
 ૨૭ ૪૦૧ (૧૧૨૧)  
 ૨૮ — Sutherland Phil. Mag. ૨૧ p. ૦૦૪ (૧૧૧૨)  
 ૨૯ — Virgo S. E. Science Progress ૧૦૧ p. ૨૨ (૧૧૨૨)  
 ૩૦ — Von Elbe & J. American Chem. Soc. ૫૫  
 Lewis, ૦૦૪—૧૧ (૧૧૨૨)  
 ૩૧ — Van Der Waals Handbuch der Physik, Geiger and  
 Scheel, Julius Springer,  
 Berlin ૧૧૨૧  
 ૩૨ — Zartmann I. F. Phys. Rev. ૨૪ p. ૨૧૨ (૧૧૨૧)



## راجع بنابش اجسام کداخته

مطالبی که در این جزوه نوشته شده خلاصه‌ای از مواضع کلاسیک است که

در کلیه کتب فیزیک عالی مندرج است برای نمونه کتابهای ذیل را نام میبریم

A.Blanc.	Rayonnement
G. Bruhat.,	Cours de thermodynamique
Bouasse,	Cours de Physique
Drude.,	Lehrbuck der Optik
Planck,	Vorletungen uber die theorie der wärme-strahlung
Olivier	Cours de Physique Generales
Wood.,	Physiacal optics.

فهرست اسامی دانشمندان فیزیک در کتاب ذکر شده  
و نتایج کارهایشان مورد استفاده قرار گرفته است

اعداد شماره صفحات کتاب است

Abbot	۲۵۶	Clausing	۲۱۲
Ampere	۲۹	Clausius	۷۴، ۸۴
Avogadro	۱۱	Cohen	۲۱
Bauer	۲۵۵	Compton	۲۱
Bielz	۴۷	Cotton	۱۲۱
Birge	۱۷۰	Crooks	۲۳۱
Blankenstein	۲۰۳	Dalton	۱۱
Bloch	۲۷۷	Daniel Bernoulli	۱۱
Boltzmann	۳۰، ۹۳، ۹۸، ۱۵۳، ۱۵۱	Debye	۱۹۶
Boardman	۶۵	Dieterici	۷۱
Born (Max)	۴۴	Dorn	۲۵۶
Breitenbach	۵۶	Dulong	۱۸۸
Bridgeman	۸۵	Dushman	۲۰۷
Brillouin	۱۴۰	Einstein	۱۰۲، ۱۲۵
Brown (F.C)	۱۷		۱۳۱، ۱۳۴، ۱۵۷
Brown (Robert)	۱۰۷	Eldridge	۲۱
Pruhar	۲۷۷	Ellet	۲۱
Chapman	۵۶، ۶۱		

Enskog	05 07 71	Knudsen	2002.72711.212
Eucken	72	Ko	19
Fery	202	Kundt	201
Fizau	271	Kurlbaum	202 200
Frazier	277	Lammert	21
Gassendi	11	Langevin	131
Gauss	12	Lebedew	221
Gay Lussac	11	Lorentz	212
Gerlach	200	Lummer	202 212
Gerner	17	Lyman	179
Gibson	02	Mariahanowicz	200
Hall	19	Mariotte	29
Harteck	20	Maxwell	12 21 121
Hooke	11	Meisner	22
Hull	221	Michel	02
Jeans	22	Millikan	202
Jonke	222	Moulin	200
Keene	200	Mutton	121
Keelson	22	Nichols	221
Kirch Hoff	229	Perrin	102

Perringsheim	٢٥٤	Stefan	٢٥١
Pettit	١٨٨	Sponer	١٧٠
Pflugger	١٤٦	Stern	٧ ١٧
Planck	١٥٢ ١٦٦	Sterling	٩٩
Poiseuille	٢٠٠	Stocks	١١٦
Poynting	٢٣١	Todd	٢٥٥
Richardson	١٧	Valendiner	٢٥٥
Rosenthal	٢٤٦	Van-derWalls	٦٨
Runge	١٧٠	Virgo	١٤١
Rayleigh	٢٦٦	Want-Hoff	١٠٩
Sarrau	٨٤	Warburg	٢٠١
Scheffers	٢٣	Wien	٢٥٧ ٢٦٦
Schmidt	٦٥	Wild	٦٥
Schuman	١٧٠	Wilsing	٢٥٦
Smoluchowski	١٠٤ ١٢٥	Zartmann	١٩

فهرست لغات و اصطلاحات

فارسی	انگلیسی	فرانسه
الف		
اتم	Atom	Atome
احتمال	Probability	Probabilité
ارتعاش - نوش	Vibration	Vibration
ارتعاش متوافق	Harmonic Vib.	Vibr. harmonique
آزمایش	Experience	Expérience
استاتیستیک - آمار	Statistics	Statistique
آشام	Adsorption	Adsorption
اصطکاک	Friction	Frottement
انعکاس	Reflection	Reflexion
انعکاس متقارن	Specular refl.	Refl. spéculaire
اکسپونانسیل	Exponential	Exponentiel
الفا .	Alpha	Alpha
الکترون	Electron	Electron
انتقالی	Translation	Translation
انتروپی	Entropy	Entropie
انتگرال	Integral	Intégrale

فهرست لغات و اصطلاحات

فرانسه	انگلیسی	فارسی
écart	deviation	انحراف
Fluctuations	Fluctuations	انحراف های کوچک
Energie	Energy	انرژی
« calorifique	Heat energy	انرژی گرمایی
« Cinétique	Kinetic energy	انرژی جنبشی
« utilisable	Useful energy	انرژی قابل استفاده
Ions	Ions	ایون
Poids statistique	Statistical weight	پ بار آماری
Charge électrique	Electrical charge	بار الکتریکی
Raie	Line	رسمه
Béta	Beta	بتا
Resultante	Resultant	برآیند
Choc	Collision Impact	برخورد
Vecteur	Vector	بردار
Frequence	Frequency	بس آمد
Adiabatique	Adiabatic	بی در دو

فهرست لغات و اصطلاحات

فارسی	انگلیسی	فرانسه
بیناب - طیف	Spectrum	Spectre
بیناب باند (نوار)	Band spectra	Spectre de bande
بیناب بامه	Line Spectra	« « raies
پ		
پارامتر	Parameter	Parametre
پایا - کنستانت	Constant	Constant
پتانسیل	Potential	Potentiel
پدیده	Phenomen	Phénomène
پراش	Diffusion	Diffusion
پره	Spin	Spin
پیچش	Twisting	Torsion
پویش آزاد	Free Path	Libre Parcours
پیوستگی	Continuity	Continuité
م		
تابان	Radiator	Rayonnant
تابش	Radiation	Rayonnement Radiation
تابع	Function	Fonction

فهرست لغات و اصطلاحات

فارسی	انگلیسی	فرانسه
تراکم	Condensation	Condensation
تراز	Level	Niveau
ترکیب	Composition	Composition
	Coupling	Couplage
ترکیب عادی	Normal coupling	Couplage normal
ترکیب غیر عادی	Abnormal	« anormal
ترمودینامیک	Thermodynamics	Thermodynamique
تعادل	Equilibrium	Equilibre
تندی - سرعت	Velocity Speed	Vitesse
تنک چگالی سنج	Pycnometer	Flacon à densité
توده	Mass	Masse
توده ویژه	Specific mass	Masse spécifique
تهی خلا	Vacuum	Vide
ج		
جذب	Attraction	Attraction
جذب	Absorption	Absorption
جیب تمام	Cosines	Cosinus
جیب تمام هادی	Direction cosines	Cosinus directeur



فهرست لغات و اصطلاحات

فارسی	انگلیسی	فرانسه
چ		
چرخش - دوران	Rotation	Rotation
چگالی - دانسیته	Density	Densité
ح		
حالت	State	Etat
حالت الکترونی	Electronic state	« électronique
حالت بنیادی	Fundamental «	« Fondamental
حالت برانگیخته	Excited state	« excité
حرکت	Mouvement	Mouvement
حرکت براونی	Brownian Mouvement	« Brownien
خ		
خلا - خبی	Vacuum	Vide
خطا	Error	Erreur
خط مجانب	Asymptot	Asymptote
خطی	Linear	Linéaire
د		
دامنه	Amplitude	Amplitude

فهرست لغات و اصطلاحات

فارسی	انگلیسی	فرانسه
دانشیه - چگالی	Density	Densité
درجه	Degree	Degré
درجه آزادی	Degree of freedom	Degré de liberté
درجه حرارت	Temperature	Temperature
دماسنج، میزان الحراره	Thermometer	Thermometre
دما سنجی	Thermometry	Thermometrie
دمای مشخص	Characteristic temperature	Temperature caractéristique
دوتایی	Doublet	Doublet
دوران - دورانی	Rotation	Rotation
ربایش	Attraction	Attraction
رسانایی - رسانندگی	Conduction	Conduction
رشته	Filament	Filament
زاویه	Angle	Angle
زاویه جسمی	Solid angle	Angle solide

فهرست لغات و اصطلاحات

فرانسسه	انگلیسی	فارسی
Structure cristalline }	Crystal structure	سازمان بلوری
Vitesse	Speed velocity	سرعت - تندی
Vitesse efficace	Efficient speed	سرعت موثر
Vitesse quadra- tique moyenne }	Root-mean- square speed }	سرعت مربعی متوسط
Vitesse relative	Relative velocity	سرعت نسبی
Triplet	Triplet	سه تایی ش
Transparent	Transparent, clear	شفاف
Fente	Slit	شکاف
Rigide	Rigid	صلب ض
Coefficient	Coefficient	ضریب ط
Spectre	Spectrum	طیف - بیناب ع
Nombre quantique }	Quantum number	عدد کوآنتای غ

فهرست لغات و اصطلاحات

فارسی	انگلیسی	فرانسه
غبار آلودگی بحرانی	Critical Opalescence }	Opalescence) critique )
غلظت	Viscosity	Viscosité
ف		
فراگیر - محدوده	Medium	Milieu
فشار	Pressure	Pression
فشار - تراوشی	Osmotic pressure	Pression Osmotique }
فورمول آمپری	Empirical equation }	Equation empirique }
ق		
قابل ارتجاع	Elastic	Elastique
ق		
کثیر الاحتمال	most probable	Plus probable
کنستانت - پایا	constant	Constant
کوآنتا	Quanta	Quanta
کوآنتم اصلی	Principal quantum }	Quantum ) principal)
کمی	Quantitative	Quantitatif
کمین می نیمم	Minimum	Minimum
کیفی	Qualitative	Qualitatif

فهرست لغات و اصطلاحات

فارسی	انگلیسی	فرانسوی
گاز	Gas	gaz
گاز کامل	Perfect Gas	Gaz parfait
گداخته	Incandescent	Incandescent
گرما	Heat	Chaleur
گرما سنجی	Calorimetry	Calorimétrie
گرمای ویژه	Specific Heat	Chaleur ( ) spécifique)
گونی از مرکز	Centrifugal	Centrifuge
گشت آور	Moment	Moment
گلوبول	Globule	Globule
لایه	Layer	Couche
لغزش	Slip	Glissement
ماکروسکوپ	Microscopic	Microscopique
ماکزعم	Maximum	Maximum
مقدار اویلا-تعال	Highly probable	Probablement ) ( probable )

فهرست لغات و اصطلاحات

فارسی	انگلیسی	فرانسه
متوسط	Mean	Moyen
محور	Axis	Axe
مستقیم الخط	Rectilinear	Rectiligne
معادله	Equation	Equation
معادله کنششی	Characteristic Equation Equation of State	Equation caractéristique Equation d'Etat
مقدار حرکت	Momentum	Quantité de ) mouvement )
مکانیسم	Mechanism	Mecanisme
ممان دینرسی	Momentum of ) inertia )	Moment d'inertie
مولفه - همنه	Component	Composant
میزان تمرکز	Concentration	Concentration
میکروسکوپیک	Microscopic	Microscopique
میکرون	Micron	Micron
می‌نیمم - کمین	Minimum	Minimum
ن		
نرمال	Normal	Normal
نوار	Band	Bande

فهرست لغات و اصطلاحات

فرانسه	انگلیسی	فارسی
Vibration	Vibration	لرزش - ارتعاش
Force	Force	نیرو
Vicinel	Virial	ف ویریل
Conduction	Conduction	هدایت - رسانایی
Covolume	Covolume	همانکشیج
Isotherme	Isotherm	همدمما
Composant	Component	همنه - مولفه
Hydrostatique	Hydrostatics	هیدرو استاتیک
Hydrodynamique	Hydrodynamics	هیدرو دینامیک
Uniforme	Uniform	ی یکنواخت
Equipartition	Equipartition	یکسانی پاری

صفحه	سطر	غایط	صحیح
۱۱	۳	تعیین	تعیین
۱۲	۱۵	فورمول ۴ $Be_{AT}^{-X}$	$Be_{KT}^{-X}$
۱۳	۵	$e^{-\gamma h x}$	$e^{-\gamma h x}$
۱۳	۱۱	$u+du$ و $u+du$	$v+dv$ و $u+du$
۱۵	۴	$\frac{3}{\gamma h m}$	$\frac{3}{\gamma h m}$
۲۸	۱۳	$V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2$	$V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2$
۳۱	۸	برخورد در مولکول	برخورد دو مولکول
۳۱	۱۵	Equipartition	Equipartition
۳۵	۷	همه اجسام	همه گازها
۴۲	۱۶	$e^{-\lambda/l}$	$N e^{-\lambda/l}$
۴۵	۱۷	اذا دارد باید باشد	دارد باید داشته
۴۶	۹	در فورمول ۴۲	$i = \frac{x_2 - x_1}{\log(D_1 \dots d_1)}$
۵۱	۱۰	فورمول ۴۵ $= 1/3 \cdot \rho \cdot V_m$	$= 1/3 \cdot \rho \cdot V_m$
۸۱	۹	$p(v-h)=$	$p(v-h)=$
۸۲	۱۱	$\int_0^{\infty} \frac{\gamma}{s-\gamma}$	$\int_0^{\infty} \frac{\gamma}{s-\gamma}$
۸۳	۱۴	در فورمول ۸۸	$\frac{(\gamma h u)^n}{n! (s-1)^{n-3}}$



صفحه ۴ سطر	غلط	صحیح
۸۴	$\left( \frac{a''}{T^{n-1}} - a'''T \right) - (v+c)^2$	$\left( \frac{a''}{T^{n-1}} - a'''T \right) (v+c)^2$
۱۰۴	$\frac{\Delta - \Delta_0}{KT}$	$\frac{\Delta - \Delta_0}{T}$
۱۱۰	دارت	ازت
۱۱۳	$= \frac{Mg}{RT} dh$	$= - \frac{Mg}{RT} dh$
۱۲۷	$\Delta^2$	$\Delta^2$
۱۲۸	(رابطه ۵۷ ب)	(رابطه ۵۷)
۱۳۱	اشعاع	شعاع
۱۳۲	در فورمول ۱۲۱	$m \frac{d^2(x')}{dt^2} = m \left( \frac{dx'}{dt} \right)^2 - \frac{K}{x'} \frac{d(x')}{dt}$
۱۳۲	در فورمول ۱۲۱	$K$
۱۵۳	$\frac{h^2}{\lambda \pi I k T}$	$\frac{h^2}{\lambda \pi^2 I k T}$
۱۵۴	$\frac{h^2}{\lambda \pi I k}$	$\frac{h^2}{\lambda \pi^2 I k}$
۱۵۵	در جمله اول فرمول ۱۳۵ بجای $\sum P_i E_i$	$\sum P_i E_i$
۱۵۷	گرمای کنششی	دمای کنششی
۱۶۱	$(1 - e^{-a})$	$(1 + e^{-a})$
۱۶۱	$e^a - 1$	$e^{-a} - 1$
۱۶۱	$\sum e^{-\lambda a}$	$\sum e^{-\lambda a} =$

فارسی	علائق	سطح	ردیف
$\frac{h\nu}{kT}$	$\frac{h\nu}{kT}$	۱	۱۶۲
$C_v = \frac{R}{\gamma} +$	$C_v = \frac{R}{\gamma} +$	۶	۱۶۴
$m\omega^2$	$m\omega^2$	۱۱	۱۶۹
دیدیم	دیدیم	۹	۱۷۷
$\frac{T}{T_0}$	$\frac{T}{T_0}$	۵	۱۸۳
$\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}$	$\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}$	۱۴	۱۸۳
که برای متناهی	که متناهی	۲	۱۸۷
قواعد	قواعد	۴	۱۸۷
$\frac{h\nu}{e kT}$	$\frac{h\nu}{e kT}$	۱۳	۱۹۴
$\frac{1 \times 2 \times 3 \times 4 \times 5 \times 6 \times 7 \times 8 \times 9 \times 10 \times 11 \times 12 \times 13 \times 14 \times 15 \times 16 \times 17 \times 18 \times 19 \times 20 \times 21 \times 22 \times 23 \times 24 \times 25 \times 26 \times 27 \times 28 \times 29 \times 30 \times 31 \times 32 \times 33 \times 34 \times 35 \times 36 \times 37 \times 38 \times 39 \times 40 \times 41 \times 42 \times 43 \times 44 \times 45 \times 46 \times 47 \times 48 \times 49 \times 50 \times 51 \times 52 \times 53 \times 54 \times 55 \times 56 \times 57 \times 58 \times 59 \times 60 \times 61 \times 62 \times 63 \times 64 \times 65 \times 66 \times 67 \times 68 \times 69 \times 70 \times 71 \times 72 \times 73 \times 74 \times 75 \times 76 \times 77 \times 78 \times 79 \times 80 \times 81 \times 82 \times 83 \times 84 \times 85 \times 86 \times 87 \times 88 \times 89 \times 90 \times 91 \times 92 \times 93 \times 94 \times 95 \times 96 \times 97 \times 98 \times 99 \times 100}{2k+1}$	$\frac{1 \times 2 \times 3 \times 4 \times 5 \times 6 \times 7 \times 8 \times 9 \times 10 \times 11 \times 12 \times 13 \times 14 \times 15 \times 16 \times 17 \times 18 \times 19 \times 20 \times 21 \times 22 \times 23 \times 24 \times 25 \times 26 \times 27 \times 28 \times 29 \times 30 \times 31 \times 32 \times 33 \times 34 \times 35 \times 36 \times 37 \times 38 \times 39 \times 40 \times 41 \times 42 \times 43 \times 44 \times 45 \times 46 \times 47 \times 48 \times 49 \times 50 \times 51 \times 52 \times 53 \times 54 \times 55 \times 56 \times 57 \times 58 \times 59 \times 60 \times 61 \times 62 \times 63 \times 64 \times 65 \times 66 \times 67 \times 68 \times 69 \times 70 \times 71 \times 72 \times 73 \times 74 \times 75 \times 76 \times 77 \times 78 \times 79 \times 80 \times 81 \times 82 \times 83 \times 84 \times 85 \times 86 \times 87 \times 88 \times 89 \times 90 \times 91 \times 92 \times 93 \times 94 \times 95 \times 96 \times 97 \times 98 \times 99 \times 100}{2k+1}$	۱۱	۲۱۸
$MN$	$AA'$	۷	۲۳۵
ترموالکتریک	ترموالکتریک	۱۷	۲۴۵
$\frac{1}{2} \frac{d^2 v}{dT^2}$	$\frac{1}{2} \frac{d^2 v}{dT^2}$	۱۰	۲۵۹
b عدد ۲۸۸۵	b عدد ۲۸۸۵	۱۸	۲۶۹
$137(28k)$	$137(28k)$	$\frac{10}{E}$	۲۷۰
۲۷۷۰	۲۷۷۰ ستون ۷	۱۴	۲۷۱
۲۴۷۰	۲۴۷۰ " ستون ۷	۴۵	۲۷۳
۷۸۸	۷۸۸ ستون ۵	۶۲	۲۷۴

## انتشارات دانشگاه تهران

- ۱ - وراثت (۱)      نالیف دکتر عزت‌الله خبیری
- ۲ - A Strain Theory of Matter      « محمود حسابی
- ۳ - آراء فلاسفه در باره عادت      ترجمه « برزو سپهری
- ۴ - گالبد شناسی هنری      تالیف « نعمت‌الله کیبانی
- ۵ - تاریخ بیوهی (۲)      به تصحیح سعید نفیسی
- ۶ - پیماریهای دندان      تالیف دکتر مصدود سیامی
- ۷ - بهداشت و بازرسی خوراکیها      « سرهنگ شمس
- ۸ - حماسه سرائی در ایران      « ذبیح‌الله صفای
- ۹ - مزدیسنا و تأثیر آن در ادبیات پارسی      « مصطفی مبین
- ۱۰ - قشقه پردرگاه (۲)      « مهندس حسن شمس
- ۱۱ - کلیات شفا دینی      « دکتر حسین علی‌گلای
- ۱۲ - اساسی الاقباس خواجه نصیر داری
- ۱۳ - تاریخ دیپلوماسی عمومی (۱)
- ۱۴ - روش تجزیه
- ۱۵ - تاریخ الفیل بدایع الزمان فی تاریخ الانسان
- ۱۶ - حقوق اساسی
- ۱۷ - فقه و تجارت
- ۱۸ - راهنمای دانشگاه
- ۱۹ - مقررات دانشگاه
- ۲۰ - درختان جنگلی ایران
- ۲۱ - راهنمای دانشگاه بائلیسی
- ۲۲ - راهنمای دانشگاه فرانسه
- ۲۳ - Les Espaces Normaux
- ۲۴ - موسیقی دوره ساسانی
- ۲۵ - حماسه ملی ایران

- ۲۶- زیست‌شناسی (۴) بحث در نظریه‌ها و مسائل  
۲۷- هندسه تحلیلی  
۲۸- اصول هند و استخراج فلزات (۱)  
۲۹- » » » (۲)  
۳۰- » » » (۳)  
۳۱- ریاضیات در شیمی  
۳۲- جنگل‌شناسی (۱)  
۳۳- اصول آموزش و پرورش  
۳۴- فیزیولوژی گیاهان (۱)  
۳۵- جبر و آنالیز  
۳۶- آوازی بشر و هند  
۳۷- تحقیق انتقادی در مباحث فارسی  
۳۸- تاریخ صنایع ایران (ناروفه سفالین)  
۳۹- روان‌شناسی تطبیقی  
۴۰- تاریخ صنایع ایران و ایران قرون وسطی  
۴۱- تاریخ اسلام  
۴۲- جانورشناسی عمومی  
۴۳- Les Connexions Normales  
۴۴- کتابت‌شناسی و تصحیف (۱) استخوان‌شناسی  
۴۵- روان‌شناسی تطبیقی  
۴۶- اصول شیمی پزشکی  
۴۷- ترجمه و شرح تفسیر علامه (۱)  
۴۸- آگوستینوس و «(۱) ارشادات» - معرفت  
۴۹- انتقال‌شناسی  
۵۰- نظریه توان و متغیر مختلف  
۵۱- هندسه اریستویی و هندسه رومی  
۵۲- درس الفقه و الادب  
۵۳- جانورشناسی ریخته‌انگاری  
۵۴- پزشکی عملی

- ۵۵- روش تهیه مواد آبی
- ۵۶- سامانی
- ۵۷- فیزیو لژی گنگاهی (۲)
- ۵۸- فلسفه آموزش و پرورش
- ۵۹- شیمی تجزیه
- ۶۰- شیمی عمومی
- ۶۱- امیل
- ۶۲- اصول علم اقتصاد
- ۶۲- مقاومت مصالح
- ۶۴- کشت گیاه حشره کش پیرتر
- ۶۵- آسیب شناسی
- ۶۶- مکانیک فیزیک
- ۶۷- کالبدشناسی توصیفی (۳) مفصل شناسی
- ۶۸- درماتشناسی (۱)
- ۶۹- » (۲)
- ۷۰- گیاه شناسی تشریح عمومی نباتات
- ۷۱- شیمی آنالیتیک
- ۷۲- اقتصاد علم اول
- ۷۳- دیوان سید حسن غزنوی
- ۷۴- راههای دانشنامه
- ۷۵- حقوق صنعتی
- ۷۶- تاریخ دیپلوماسی عمومی (۳)
- ۷۷- زیبا شناسی
- تالیف دکتر صفوی کامپایگانی
- « « آهی
- « « زاهدی
- « « فتح الله امیر هوشمند
- « « علی اکبر پریمن
- « « مهندس سعیدی
- ترجمه غلامحسین زیرکزاده
- تالیف دکتر محمدود کیهان
- « « مهندس گوهریان
- « « مهندس مهر دامادی
- « « دکتر آرمین
- « « دکتر جبار
- « « استادان کاردانان دانشکده فنی
- « « دکتر عبدالهی
- « « «
- « « « مهندس حمیدالله تابش
- « « دکتر گدایات
- « « « علی اصغر پور همایون
- بتصحیح مدرس رضوی
- 
- تالیف دکتر شیدفر
- « « « حسن ستوده تبرانی
- « « « علیقلی وزیر



۵۳۰  
۲۲/۳  
**DATE DUE**

This book is due on the date  
last stamped. A fine of 1 anna  
will be charged for each day the  
book is kept over time.

1509

02.

1509

فیزیک کتاب سوم

[illegible]